

**Universidade Federal do Espírito Santo**

**CENTRO TECNOLÓGICO**

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL**

**BRUNO PETERLE VANELI**

**APERFEIÇOAMENTO DE MODELO DE ESTIMATIVA DA EFICIÊNCIA DE REMOÇÃO DE TURBIDEZ  
EM FLOCULADORES TUBULARES HELICOIDAIS: COMPREENSÃO DA FÍSICA DO PROCESSO E  
SUA INTER-RELAÇÃO COM A EFICIÊNCIA DE TRATAMENTO**

**VITÓRIA - ES**

**2016**

**BRUNO PETERLE VANELI**

**APERFEIÇOAMENTO DE MODELO DE ESTIMATIVA DA EFICIÊNCIA DE REMOÇÃO DE TURBIDEZ  
EM FLOCULADORES TUBULARES HELICOIDAIS: COMPREENSÃO DA FÍSICA DO PROCESSO E  
SUA INTER-RELAÇÃO COM A EFICIÊNCIA DE TRATAMENTO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito para a obtenção do Grau de Mestre em Ciências em Engenharia Ambiental.

Orientador: Edmilson Costa Teixeira.

VITÓRIA - ES

2016

Dados Internacionais de Catalogação-na-publicação (CIP)  
(Biblioteca Setorial Tecnológica,  
Universidade Federal do Espírito Santo, ES, Brasil)

---

V249a Vaneli, Bruno Peterle, 1990-  
Aperfeiçoamento de modelo de estimativa da eficiência de  
remoção de turbidez em flocladores tubulares helicoidais:  
compreensão da física do processo e sua inter-relação com a  
eficiência de tratamento / Bruno Peterle Vaneli. – 2016.  
143 f. : il.

Orientador: Edmilson Costa Teixeira.  
Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) –  
Universidade Federal do Espírito Santo, Centro Tecnológico.

1. Floclação. 2. Fluidodinâmica computacional. 3.  
Flocladores tubulares helicoidais. I. Teixeira, Edmilson Costa.  
II. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro Tecnológico.  
III. Título.

CDU: 628

---



UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO  
CENTRO TECNOLÓGICO  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA AMBIENTAL

**“Aperfeiçoamento do modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez em floculadores tubulares helicoidais: Compreensão da física do processo e sua inter-relação com a eficiência de tratamento”.**

**BRUNO PETERLE VANELI**

**Banca Examinadora:**

Prof. Dr. Edmilson Costa Teixeira  
Orientador – DEA/CT/UFES

Prof. Dr. Júlio Tomás Aquije Chacaltana  
Examinador Interno - DEA/CT/UFES

Prof. Dr. William Bonino Rauen  
Examinador Externo – Universidade Positivo

Coordenador do PPGEA: Prof. Dr. Edmilson Costa Teixeira  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO  
Vitória, ES, 30 de Setembro de 2016.

## **AGRADECIMENTOS**

Ofereceram tudo que podiam para me dar a chance de poder estudar. Não teria chegado tão longe (...). Agradeço aos meus pais por todo apoio, incentivo e valores de vida que me foram ensinados.

Participou de forma direta na minha formação acadêmica/profissional com orientações, conselhos e contribuições científicas. Agradeço ao Edmilson pela confiança, por me fazer crer no meu potencial e por todas as oportunidades dadas ao longo desses anos.

Sempre dispostos a me ajudar desde os tempos de iniciação científica. Agradeço à Danieli Soares e ao Maurício Sartori pelas dicas valiosas e por contribuírem em minha formação acadêmica.

Pelo apoio emocional dado, por torcerem por mim e por estarem sempre presentes, agradeço a Sabrina, familiares e amigos.

“In respect to the origin of the windings of rivers flowing through alluvial plains, people have usually taken the rough notion that when there is a bend in any way commenced, the water just rushes out against the outer bank of the river at the bend and so washes the bank away, and allows deposition to occur at the inner bank [...] In view of this principle, the question arose to me years ago: – Why does not the inner bank wear away more than the outer one?”

James Thomson (1876)

## RESUMO

Oliveira (2014) desenvolveu modelos (linear e não linear) para estimativa da eficiência de remoção de turbidez em Floculadores Tubulares Helicoidais (FTHs), relacionando a eficiência do processo com sete parâmetros adimensionais representativos da geometria ( $D/d$  e  $p/L$ ), hidráulica ( $Ca$  e  $Re$ ) e hidrodinâmica ( $Sn$ ,  $E_{adm}$  e  $H_{adm}$ ) dessas unidades. Neste trabalho, três aspectos dos modelos propostos são tomados para aperfeiçoamento: I) por produzir um coeficiente de determinação maior, Oliveira (2014) tomou o modelo não linear como referência. Porém, o desvio relativo médio produzido pelo modelo linear foi menor que o observado no modelo não linear; II) foi empregado, no âmbito da modelagem fluidodinâmica computacional, o modelo laminar para modelar o escoamento nos FTHs cujo  $Re$  era superior ao Reynolds crítico ( $Re_c$ ) – valor que marca o final do regime laminar e o início do regime de transição; III) dentre os parâmetros hidrodinâmicos incorporados nos modelos desenvolvidos, não se encontra o gradiente de pressão normal – parâmetro importante para caracterizar o escoamento secundário. Como resultado: verificou-se que o modelo linear proposto possui maior capacidade de predição dos dados experimentais quando comparado ao modelo não linear, e por isso foi tomado como referência para aperfeiçoamento; recomendou-se para a estimativa do valor do  $Re_c$  em tubos de curvatura forte ( $D/d \leq 35,7$ ) o emprego da formulação proposta por Kühnen *et al.* (2015) e em tubos de curvatura média ( $35,7 < D/d \leq 110$ ) e fraca ( $110 < D/d$ ) o emprego da formulação proposta por Cioncolini e Santini (2006). Assim, para a aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos, empregou-se o modelo laminar para modelar o escoamento nos FTHs operando com  $Re$  inferior ao  $Re_c$  e o modelo de turbulência  $k - \omega$  nos casos em que o  $Re$  do escoamento era superior ao  $Re_c$ . Ao considerar a modelagem da turbulência, foi verificada uma melhoria na qualidade do ajuste do modelo linear proposto por Oliveira (2014); constatou-se que o gradiente médio de pressão normal ( $GP_{adm}$ ) deve ser considerado no modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez. Quando considerado, os parâmetros  $Sn$  e  $H_{adm}$  passam a ser estatisticamente insignificantes, obtendo-se um modelo mais simples e com estatísticas melhores do que o modelo linear proposto por Oliveira (2014).

**Palavras-chave:** Floculação, Floculador Tubular Helicoidal, Fluidodinâmica Computacional, Gradiente Médio de Pressão Normal.

## ABSTRACT

Oliveira (2014) developed models (linear and nonlinear) to estimate the efficiency in removal of turbidity in Helically Coiled Tube Flocculators (Portuguese acronym: FTHs), linking process efficiency with the seven representative dimensional parameters of geometry ( $D/d$  e  $p/L$ ), hydraulics ( $Ca$  e  $Re$ ) and hydrodynamics ( $Sn$ ,  $E_{adm}$  e  $H_{adm}$ ) of these units. In this work, three aspects of the proposed models are taken for improvement. I) by producing the greatest Determination coefficient, Oliveira (2014) took the non-linear model as a reference. However, the mean relative deviation produced by linear model was lower than that observed in the non-linear model; II) a laminar model was used in the ambit of a computational fluid dynamic modelling (CFD) to model the air flow in the FTHs that were higher than the critical Reynolds ( $Re_c$ ) – the value that marks the end of the laminar regime and the beginning of the transition regime; III) Amongst the hydrodynamic parameters incorporated in the models developed, a normal pressure gradient which is an important parameter in characterizing secondary flow was not found. As a result, the linear model proposed has greater ability to predict experimental data when compared to the non-linear model, and so was taken as a point of reference in improvement. In estimating the value of  $Re_c$  in pipes with strong curvature ( $D/d \leq 35,7$ ) the use of the formula proposed by Kühnen et al. (2015) is recommended. In pipes with medium ( $35,7 < D/d \leq 110$ ) and slight curvatures ( $110 < D/d$ ) the formula proposed was that of Cioncolini and Santini (2006). So, in the acquisition of the hydrodynamic parameters, a laminar model was used to model the flow of the FTHs operating with  $Re$  lower than  $Re_c$  and the  $k - \omega$  turbulence model in cases where the flow was higher than  $Re_c$ . When considering turbulence modeling, an improvement in the quality of the adjustment of the linear model proposed by Oliveira (2014) was found. It was determined that the average normal pressure gradient ( $GP_{adm}$ ) must be considered in the model to model for efficiency estimation of turbidity removal. When considered, the parameters  $Sn$  and  $H_{adm}$  came to be statistically insignificant, obtaining a simpler model with better statistics than the linear model proposed by Oliveira (2014).

**Key-words:** Flocculation, Helically Coiled Tube Flocculators, Computational Fluid Dynamics, Average Normal Pressure Gradient.



## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 3.1: Principais parâmetros geométricos de um tubo enrolado helicoidalmente. ....	30
Figura 3.2: Características do campo de pressão e velocidade na seção transversal de tubos curvados a) iso-contornos de pressão de estagnação; b) vetores do escoamento secundário. ....	33
Figura 3.3: Perfil de fator de atrito para tubo de curvatura forte ( $D/d=16,8$ ). ....	44
Figura 3.4: Perfil de fator de atrito para tubo de curvatura média ( $D/d=35,3$ ). ....	44
Figura 4.1: Floculador tubular helicoidal experimental. ....	64
Figura 4.2: Sistema de coordenadas empregado nas análises. ....	68
Figura 4.3: Exemplo de malha não estruturada gerada pelo método sweep (Malha 3) (tabela 4.4). a) domínio computacional; b) detalhe das camadas de elementos prismáticos próximas à parede. ....	70
Figura 4.4: Média dos desvios dos valores resultante da comparação de cada malha com a malha tomada como referência – Malha 6. a) velocidade axial normalizada; b) dissipação específica de energia cinética turbulenta normalizada. ....	73
Figura 4.5: Perfis de velocidade axial normalizada produzidos com a variação do coeficiente $\beta^*$ , ao longo do eixo normal ao escoamento principal. ....	75
Figura 4.6: Variação da média dos desvios pontuais e do tempo de simulação com a variação do coeficiente $\beta^*$ . ....	76
Figura 4.7: Perfil de velocidade axial ao longo do eixo normal ao escoamento principal. a) $Re = 3800$ ; b) $Re = 8650$ ; c) $Re = 10500$ . Parâmetros geométricos (WEBSTER; HUMPRHEY, 1993): $r=0,01905m$ ; $R=0,3465m$ ; $b=0,1295$ . ....	78
Figura 4.8: Perfil de velocidade para $Re = 2000$ . a) Perfil ao longo do eixo normal; b) Perfil ao longo do eixo binormal. Parâmetros geométricos (YU et al., 2003): $r = 0,0047m$ ; $R = 0,0637$ ; $b=0,0318$ . ....	79
Figura 4.9: Perfil de fator de atrito para escoamento: a) com baixo $Re$ ; b) com valores mais elevados de $Re$ . Parâmetros geométricos (CIONCOLINI; SANTINI, 2006): $r = 0,00522m$ ; $R = 0,18445$ ; $b=0,02$ . ....	80
Figura 4.10: Ilustração da decomposição do vetor posição e das componentes do escoamento secundário. ....	83
Figura 5.1: Variação do $Rec$ para diversas formulações empíricas. ....	97
Figura 5.2: Desvio entre os resultados produzidos pelas demais formulações em comparação com a de Ito (1959) ....	98

Figura 5.3: Comparação entre os perfis produzidos pelas formulações de Ito (1959) e Cioncolini e Santini (2006).	99
Figura 5.4: Dados experimentais obtidos por Kühnen et al. (2015) (K15) e estimativa pela formulação de Cioncolini e Santini (2006).	100
Figura 5.5: Comparação entre os valores de eficiência de remoção de turbidez estimados pelos modelos linear e não linear com os dados experimentais das configurações do Arranjo 1.	105
Figura 5.6: Comparação entre os valores de eficiência de remoção de turbidez estimados pelos modelos linear e não linear com os dados experimentais das configurações do Arranjo 2.	105
Figura 5.7: Comparação entre os valores de Energia cinética específica produzidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo $k - \omega$ .	107
Figura 5.8: Comparação entre os valores de Gradiente médio de velocidade produzidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo $k - \omega$ .	107
Figura 5.9: Comparação entre os valores de Helicidade produzidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo $k - \omega$ .	108
Figura 5.10: Comparação entre os valores de Swirl number produzidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo $k - \omega$ .	108
Figura 5.11: Características do escoamento na configuração de FTH 63 ( $Dd = 5,57$ ; $Dn = 793$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.	115
Figura 5.12: Características do escoamento na configuração de FTH 69 ( $Dd = 24,94$ ; $Dn = 395$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.	116
Figura 5.13: Comparação entre os perfis de velocidade axial (a) e gradiente de pressão normal (b) normalizados produzidos pelas configurações de FTHs 63 ( $Dn=793$ ) e 69 ( $Dn=395$ ).	118
Figura 5.14: Características do escoamento na configuração de FTH 51 ( $Dd = 6,7$ ; $Re = 2496$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.	119
Figura 5.15: Características do escoamento na configuração de FTH 01 ( $Dd = 11,9$ ; $Re = 2496$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.	119
Figura 5.16: Características do escoamento na configuração de FTH 57 ( $Dd = 33,3$ ; $Re = 2496$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.	119
Figura 5.17: Características do escoamento na configuração de FTH 49 ( $Dd = 6,7$ ; $Re = 749$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.	121
Figura 5.18: Características do escoamento na configuração de FTH 50 ( $Dd = 6,7$ ; $Re = 1248$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.	121

Figura 5.19: Características do escoamento na configuração de FTH 51 ( $Dd = 6,7$ ; $Re = 2496$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário...	121
Figura 5.20: Variação dos resíduos padronizados em função dos valores de eficiência de remoção turbidez previstos pelo modelo sugerido. ....	127
Figura 5.21: Valores de eficiência de remoção de turbidez previstos pelo modelo de oliveira (2014) e pelo modelo sugerido neste trabalho para as configurações de FTHs do Arranjo 2. ....	129
Figura 5.22: Valores de eficiência de remoção de turbidez previstos pelo modelo de oliveira (2014) e pelo modelo sugerido neste trabalho para as configurações de FTHs do Arranjo 11. ....	129

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 3.1: Modelos de estimativa de remoção de turbidez em FTHs. ....	36
Tabela 3.2: Formulações para estimar o número de Reynolds Crítico em tubos curvos, baseadas em dados de fator de atrito. ....	45
Tabela 4.1: Características das configurações de FTHs estudados. ....	64
Tabela 4.2: Características da malha não estruturada empregada por Oliveira (2014). ....	67
Tabela 4.3: Características da geometria adotada no teste de independência de malha ....	70
Tabela 4.4: Características das malhas empregadas no teste de independência. ....	72
Tabela 4.5: Variações no parâmetro $\beta^*$ para a calibração do modelo de turbulência $\kappa$ - $\omega$ . ...	74
Tabela 4.6: Média dos desvios pontuais produzidos por cada uma das simulações. ....	75
Tabela 5.1: Formulações indicadas para estimativa do $Rec$ em tubos helicoidalmente enrolados. ....	102
Tabela 5.2: Estatísticas produzidas pelo modelo linear e não linear. ....	103
Tabela 5.3: Variação das estatísticas do modelo originalmente proposto por Oliveira (2014) quando inseridos os novos dados dos parâmetros hidrodinâmicos. ....	110
Tabela 5.4: Estatística valor-P dos parâmetros do modelo matemático proposto por Oliveira (2014). ....	113
Tabela 5.5: Intervalos de confiança dos coeficientes da regressão. ....	113
Tabela 5.6: Estatísticas do modelo original e do modelo sem a variável $Had_m$ . ....	114
Tabela 5.7: Estatísticas do modelo original ajustado e do modelo sugerido. ....	122
Tabela 5.8: Estatística valor-P dos parâmetros do modelo sugerido. ....	124
Tabela 5.9: Intervalos de confiança dos coeficientes da regressão do modelo sugerido. ....	124
Tabela 5.10: Estatísticas do modelo sugerido com a presença do $Sn$ e sem sua presença. ....	125
Tabela 5.11: Faixa de variação das variáveis independentes consideradas no modelo sugerido. ....	126
Tabela 5.12: Estatísticas do modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014) e sugerido neste trabalho. ....	128

## LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição	Unidade
$b$	Distância entre voltas da hélice	m
$Ca$	Número de Camp	-
$d$	Diâmetro interno do tubo	m
$D$	Diâmetro de enrolamento	m
$D_c$	Diâmetro de curvatura do helicóide	m
$E_c$	Energia cinética	J
$\overline{E_{ce}}$	Energia cinética específica média	J/kg
$E_{adm}$	Energia cinética específica média adimensional	-
$g$	Aceleração da gravidade	m.s <sup>-2</sup>
$G_{angular}$	Fluxo de momento angular	kg.m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup>
$G_{linear}$	Fluxo de momento linear	kg.m.s <sup>-2</sup>
$Gn$	Número de Germano	-
$G_m$	Gradiente médio de velocidade	s <sup>-1</sup>
$G_p$	Gradiente de velocidade discreto	s <sup>-1</sup>
$GP$	Gradiente médio de pressão normal	kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-2</sup>
$GP_p$	Gradiente de pressão normal discreto	kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-2</sup>
$GP_{adm}$	Gradiente médio de pressão normal adimensional	-
$I$	Intensidade de turbulência	-
$H$	Helicidade	m.s <sup>-2</sup>
$H_{adm}$	Helicidade adimensional	-
$h_f$	Perda de carga	m
$De$	Número de Dean	-
$L$	Comprimento da unidade	m
$l_c$	Escala de comprimento da turbulência	m
$n$	Número de camadas de prismas	-
$P$	Pressão	N.m <sup>-2</sup>

$p$	Passo do enrolamento do tubo	m
$Q$	Vazão de escoamento	m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>
$q$	Razão de crescimento da espessura de cada camada de prisma	-
$R$	Raio de enrolamento	m
$R_{max}$	Resíduo máximo da estimativa	-
$r$	Raio do tubo	m
$Re$	Número de Reynolds	-
$Re_c$	Número de Reynolds crítico	-
$S_e$	Erro padrão da estimativa	-
$Sn$	Swirl Number	-
$SQR$	Soma dos quadrados dos resíduos	-
$S_t$	Espessura total da camada de prismas	m
$T_d$	Tempo teórico de detenção	s
$U$	Velocidade média do escoamento	m. s <sup>-1</sup>
$\forall$	Volume efetivo da unidade	m <sup>3</sup>
$W$	Vorticidade	s <sup>-1</sup>
$y^+$	Y Plus	-
$\Delta y$	Distância entre a parede e o nó mais próximo a ela	m

## LETRAS GREGAS

Símbolo	Descrição	Unidade
$k$	Energia cinética turbulenta	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
$\beta^*$	Coeficiente do modelo de turbulência $\kappa$ - $\omega$	-
$\beta_0$	Parâmetro de torção	-
$\vartheta_t$	Viscosidade cinemática turbulenta	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$\varepsilon$	Dissipação de energia cinética turbulenta	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$
$\mu$	Viscosidade dinâmica	$\text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$
$\delta$	Curvatura do helicóide	-
$\rho$	Massa específica da água	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$\tau$	Torção do helicóide	-
$\omega$	Dissipação específica da energia cinética turbulenta	$\text{s}^{-1}$

## SIGLAS

Símbolo	Descrição
CFD	Dinâmica de Fluidos Computacional
FTH	Floculador Tubular Helicoidal
LabGest	Laboratório de Gestão de Recursos Hídricos e Desenvolvimento Regional
LDV	Laser Doppler Velocimetry

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>20</b>
<b>2</b>	<b>OBJETIVOS</b>	<b>24</b>
2.1	OBJETIVO GERAL	24
2.2	OBJETIVOS ESPECÍFICOS	24
<b>3</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>25</b>
3.1	FLOCULAÇÃO	25
3.1.1	Parâmetros de relevante interesse	25
3.1.2	Unidades de Flocação	26
3.2	FLOCULADORES TUBULARES HELICOIDAIS (FTHs)	27
3.2.1	Características gerais	27
3.2.2	Geometria e hidrodinâmica em tubos enrolados helicoidalmente	29
3.2.3	Modelos matemáticos de estimativa da eficiência de remoção de turbidez em FTHs	36
3.3	TRANSIÇÃO PARA A TURBULÊNCIA E FORMULAÇÕES PARA PREVISÃO DO REYNOLDS CRÍTICO EM TUBOS CURVOS	38
3.4	DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL	50
3.4.1	Equações governantes	50
3.4.2	Modelagem da turbulência	51
3.4.3	Método de discretização	58
3.4.4	Condição de contorno	59
<b>4</b>	<b>METODOLOGIA</b>	<b>61</b>
4.1	INDICAÇÃO DA FORMULAÇÃO PARA ESTIMATIVA DO NÚMERO DE REYNOLDS CRÍTICO EM TUBOS COM CURVATURA QUE APRESENTA MAIOR CAPACIDADE DE PREVER AS MUDANÇAS NO REGIME DE ESCOAMENTO QUE OCORREM NO INTERIOR DESSAS UNIDADES	61



4.1.1	Análise comparativa das formulações de estimativa do valor do $Re_c$ – baseadas nos dados de fator de atrito _____	62
4.1.2	Comparação entre os resultados produzidos pelas formulações e os dados experimentais de $Re_c$ _____	63
4.2	VERIFICAÇÃO DO IMPACTO DE SE EMPREGAR O MODELO LAMINAR NA OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS HIDRODINÂMICOS REPRESENTATIVOS DOS FTHs QUE ESTÃO OPERANDO COM REYNOLDS ACIMA DO SEU VALOR CRÍTICO _____	63
4.2.1	Caracterização das configurações de FTHs estudadas _____	63
4.2.2	Simulações fluidodinâmicas preliminares _____	66
4.2.3	Metodologia para aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos representativos do escoamento em FTHs _____	82
4.2.4	Análise da capacidade de predição dos modelos matemáticos de estimativa da eficiência de remoção de turbidez _____	87
4.2.5	Avaliação comparativa entre os valores dos parâmetros hidrodinâmicos obtidos a partir do emprego do modelo laminar e do modelo k- $\omega$ nos FTHs que estavam operando com Re acima do $Re_c$ _____	88
4.2.6	Análise do impacto no modelo proposto por Oliveira (2014) de se ter empregado o modelo Laminar na modelagem do escoamento em FTHs que estavam operando com Re acima do $Re_c$ _____	89
4.2.7	Análise de dados _____	90
4.3	AVERIGUAÇÃO DA VARIAÇÃO NA QUALIDADE DO AJUSTE DO MODELO DE ESTIMATIVA DE REMOÇÃO DE TURBIDEZ PROPOSTO POR OLIVEIRA (2014), APÓS A INSERÇÃO DO GRADIENTE MÉDIO DE PRESSÃO NORMAL COMO VARIÁVEL INDEPENDENTE _____	92
4.3.1	Análise do nível de significância dos parâmetros hidrodinâmicos no modelo matemático linear de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014) _____	92
4.3.2	Avaliação do impacto da inserção do gradiente médio de pressão normal no modelo de estimativa de remoção de turbidez _____	93
4.3.3	Análise da confiabilidade estatística do modelo de regressão _____	95

## 5 RESULTADOS E DISCUSSÃO \_\_\_\_\_ 96

### 5.1 INDICAÇÃO DA FORMULAÇÃO PARA ESTIMATIVA DO NÚMERO DE REYNOLDS CRÍTICO EM TUBOS COM CURVATURA QUE APRESENTA MAIOR CAPACIDADE DE PREVER AS MUDANÇAS NO REGIME DE ESCOAMENTO QUE OCORREM NO INTERIOR DESSAS UNIDADES \_\_\_\_\_ 96

#### 5.1.1 Análise comparativa das formulações de estimativa do valor do $Re_c$ – baseadas nos dados de fator de atrito \_\_\_\_\_ 96

#### 5.1.2 Comparação entre os resultados produzidos pelas formulações e os dados experimentais de $Re_c$ obtidos por Kühnen et al. (2015) \_\_\_\_\_ 100

### 5.2 VERIFICAÇÃO DO IMPACTO DE SE UTILIZAR O MODELO LAMINAR NA OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS HIDRODINÂMICOS REPRESENTATIVOS DOS FTHs QUE ESTÃO OPERANDO COM REYNOLDS ACIMA DO SEU VALOR CRÍTICO \_\_\_\_\_ 103

#### 5.2.1 Análise da capacidade de predição dos modelos matemáticos de estimativa da eficiência de remoção de turbidez \_\_\_\_\_ 103

#### 5.2.2 Avaliação comparativa entre os valores dos parâmetros hidrodinâmicos obtidos a partir do emprego do modelo laminar e do modelo k- $\omega$ nos FTHs que estavam operando com $Re$ acima do $Re_c$ \_\_\_\_\_ 106

#### 5.2.3 Análise do impacto no modelo proposto por Oliveira (2014) de se ter empregado o modelo Laminar na modelagem do escoamento em FTHs que estavam operando com $Re$ acima do $Re_c$ \_\_\_\_\_ 110

### 5.3 AVERIGUAÇÃO DA VARIAÇÃO NA QUALIDADE DO AJUSTE DO MODELO DE ESTIMATIVA DE REMOÇÃO DE TURBIDEZ PROPOSTO POR OLIVEIRA (2014), APÓS A INSERÇÃO DO GRADIENTE MÉDIO DE PRESSÃO NORMAL COMO VARIÁVEL INDEPENDENTE \_\_\_\_\_ 112

#### 5.3.1 Análise do nível de significância dos parâmetros hidrodinâmicos no modelo matemático linear de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014) 112

#### 5.3.2 Proposição do gradiente de pressão como parâmetro hidrodinâmico representativo do escoamento em FTHs \_\_\_\_\_ 115

#### 5.3.3 Avaliação do impacto da inserção do gradiente médio de pressão normal no modelo de estimativa de remoção de turbidez \_\_\_\_\_ 122

5.3.4	Análise da confiabilidade estatística do modelo de regressão	126
5.3.5	Comparação entre o modelo linear sugerido neste trabalho e o modelo proposto por Oliveira (2014)	128
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES</b>	<b>131</b>
6.1	CONCLUSÕES GERAIS	131
6.2	CONCLUSÕES ESPECÍFICAS	131
6.2.1	Indicar dentre as principais formulações de estimativa do número de Reynolds crítico em tubos com curvatura, aquela que apresenta maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento que ocorrem no interior destas unidades.	131
6.2.2	Verificar o impacto de se empregar o modelo laminar, no âmbito da análise CFD, para a aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos representativos dos FTHs que estão operando com número de Reynolds acima do seu valor crítico	132
6.2.3	Averiguar a variação na qualidade do ajuste do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), após a inserção do gradiente médio de pressão normal como variável independente	133
6.3	RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	134
<b>7</b>	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>136</b>

## 1 INTRODUÇÃO

A floculação é a etapa do processo de tratamento da água onde partículas sólidas suspensas e coloidais, desestabilizadas por agentes coagulantes, se aglomeram formando flocos. Depois de formados, os flocos são removidos por sedimentação ou flotação em etapa posterior. Ela ocorre em unidades de processo denominadas floculadores. Essas unidades podem ser: hidráulicas, as quais aproveitam a própria energia do escoamento do fluido para a promoção da formação dos flocos; ou mecanizadas, onde é necessário que seja adicionada energia ao movimento do fluido por meio de equipamento mecânico.

No que concerne aos floculadores hidráulicos, tem se destacado na literatura um modelo não convencional de unidade de floculação – o Floculador Tubular Helicoidal (FTH) – cuja configuração consiste em um tubo enrolado helicoidalmente. Esta unidade de processo tem chamado atenção pelas vantagens que apresenta frente às unidades que são comumente empregadas para a floculação, como os floculadores hidráulicos chicanados. Diferente destes, onde as taxas de dissipação de energia ao longo de sua extensão podem variar de forma considerável (HAARHOFF; VAN DER WALT, 2001), o FTH apresenta dissipação efetiva de energia mais uniforme ao longo de sua extensão e baixos índices de curtos circuitos e zonas mortas (GROHMANN *et al.*, 1981; VIGNESWARAN; SETIADI, 1986; HAMEED *et al.*, 1995). Quanto ao processo de floculação, o FTH tem se destacado por sua alta eficiência e reduzido tempo de detenção (VIGNESWARAN; SETIADI, 1986; AL-HASHIMI; ASHJYAN, 1989; HAMEED *et al.*, 1995; CARISSIMI; RUBIO, 2005; SILVA, 2007; OLIVEIRA, 2008), demonstrando ser bastante promissor.

Apesar das vantagens mencionadas, o FTH possui baixa adoção para aplicação em escala real no setor de tratamento de água e efluentes, pois ainda existe significativo desconhecimento a respeito da relação entre a hidrodinâmica da unidade e o processo de floculação (OLIVEIRA, 2014; SARTORI, 2015). Já em outras áreas da engenharia, a configuração tubular helicoidal é dotada de várias aplicações práticas, tais como, trocadores de calor, reatores químicos, sistemas de tubulação, refrigeradores, concentradores espirais entre outras (YU *et al.*, 2003; CIONCOLINI; SANTINI, 2006). Neste contexto, o Laboratório de Gestão de Recursos Hídricos e

Desenvolvimento Regional da Universidade Federal do Espírito Santo (LabGest), em sua linha de pesquisa "Aspectos hidrodinâmicos de processos de tratamento de água e efluentes", vem empreendendo esforço, por meio de modelagem física (PELISSARI, 2006; SILVA, 2007; OLIVEIRA, 2008) e numérica (SARTORI, 2006; OLIVEIRA, 2014; SARTORI, 2015), para avançar na compreensão do comportamento hidrodinâmico do FTH e sua relação com o processo de floculação. Por exemplo, Pelissari (2006), Silva (2007) e Oliveira (2008), em seus respectivos trabalhos, buscaram desenvolver / aperfeiçoar um modelo matemático para estimar a eficiência de remoção de turbidez em FTHs, empregando regressão linear múltipla para correlacionar parâmetros geométricos e hidráulicos representativos do escoamento nessas unidades. Todavia, apesar dos avanços obtidos por cada um dos trabalhos, verificou-se a necessidade de maior aprofundamento no conhecimento do comportamento hidrodinâmico dos FTHs, na tentativa de representar de modo mais satisfatório o comportamento da eficiência de remoção de turbidez ao longo do tempo de processo e reduzir os resíduos verificados entre o valor estimado pelo modelo e o dado experimental.

Nesse sentido, Oliveira (2014) progrediu na caracterização hidrodinâmica dos FTHs identificando parâmetros representativos do escoamento no interior dessas unidades, por meio da fluidodinâmica computacional (CFD), relacionando-os ao processo de floculação. Os parâmetros identificados foram o swirl number ( $Sn$ ), a energia cinética específica média ( $\overline{E_{ce}}$ ) e a helicidade ( $H$ ). O resultado obtido foi o desenvolvimento de modelos matemáticos linear e não linear (equações de regressão) de estimativa da eficiência de remoção de turbidez mais aderentes ao processo físico. Dentre os modelos desenvolvidos, Oliveira (2014) tomou o modelo não linear como referência, pois produziu um coeficiente de determinação ( $R^2=0,920$ ) maior quando comparado ao produzido pelo modelo linear ( $R^2=0,899$ ).

Porém, destaca-se que o desvio relativo médio observado no modelo linear foi menor que o observado no modelo não linear e os desvios máximos observados em ambos modelos foram próximos. Logo, é necessário realizar uma reanálise das estatísticas produzidas por ambos os modelos para verificar qual deles possui a maior capacidade de predição dos dados experimentais a fim de tomá-lo como referência para aperfeiçoamento.

Apesar do avanço alcançado por Oliveira (2014) no que se refere à caracterização hidrodinâmica dos FTHs e sua inter-relação com o processo de floculação, percebe-se que um parâmetro hidrodinâmico comumente citado na literatura para caracterizar o escoamento em tubos curvados não foi considerado no modelo proposto. Este parâmetro é o gradiente de pressão agindo na direção normal ao escoamento principal. Diversos autores (DETRA, 1953; BERGER *et al.*, 1983, CIONCOLINI; SANTINI, 2006; VASHISTH *et al.*, 2008; KÜHNEN *et al.*, 2015; GHOBADI; MUZYCHKA, 2016; entre outros), no estudo do escoamento em tubos curvados, citam esse parâmetro como um dos fatores, juntamente com a força centrífuga, responsáveis pelo surgimento e continuidade do escoamento secundário na seção transversal do tubo. Segundo esses autores, o escoamento secundário – principal particularidade do escoamento em tubos curvados – surge do desequilíbrio entre a força centrífuga e o gradiente de pressão na região próxima à parede do tubo. Deste modo, se faz necessário estudar o efeito do gradiente de pressão normal sobre o escoamento em FTHs e averiguar a variação na qualidade do ajuste do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), após a inserção do mesmo como variável independente.

Outro aspecto que merece destaque é que, no âmbito da modelagem fluidodinâmica computacional, Oliveira (2014) adotou o modelo laminar para simular escoamento monofásico, permanente, incompressível e isotérmico em FTHs a fim de obter os valores dos parâmetros hidrodinâmicos representativos destas unidades ( $Sn$ ,  $\overline{E_{ce}}$  e  $H$ ). Verificou-se que a maioria das configurações de reatores simuladas operava com baixo número de Reynolds. No entanto, algumas configurações de FTHs operavam com número de Reynolds acima do seu valor crítico. Particularmente para estes casos, questiona-se até que ponto o emprego do modelo laminar é a melhor opção a ser adotada quando comparado aos resultados que um modelo de turbulência poderia produzir. Logo, é importante verificar o impacto nas estatísticas do modelo de estimativa de remoção de turbidez de se empregar apenas o modelo laminar, no âmbito da análise CFD, para a aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos representativos dos FTHs que estavam operando com número de Reynolds acima do seu valor crítico.

Destaca-se que antes da opção pela modelagem ou não da turbulência, deve-se identificar, previamente, em qual regime de escoamento a unidade está operando, o que não é uma tarefa muito simples para unidades helicoidalmente enroladas. Uma dificuldade que surge quando se está avaliando a mudança do regime de escoamento laminar para o regime de transição em tubos helicoidalmente enrolados, é que seu comportamento não é abrupto como o verificado em tubos retos. Ademais, a presença de escoamento secundário faz com que o valor do número de Reynolds crítico ( $Re_c$ ), que determina o início do regime de transição entre o escoamento laminar e o turbulento, seja maior do que os verificados em tubos retos, indicando uma turbulência atrasada neste tipo de unidade (WHITE, 1929; TAYLOR, 1929; ADLER, 1934; CIONCOLINI; SANTINI, 2006). Por conta destas características, verifica-se na literatura (ITO, 1959; SCHMIDT, 1967; SRINIVASAN *et al.*, 1968; MISHRA; GUPTA, 1979; CIONCOLINI; SANTINI, 2006) formulações empíricas para previsão do valor do  $Re_c$  em tubos com curvatura, as quais foram concebidas partindo da medição da perda de carga do escoamento e avaliações nas descontinuidades dos perfis de fator de atrito. Mais recentemente, Kühnen *et al.* (2015) propuseram uma nova formulação para estimativa do valor do  $Re_c$  em tubos curvados. Diferente das demais formulações, esta não partiu de dados globais (perda de carga) do escoamento para inferir sobre o regime do mesmo, mas sim de dados detalhados de séries de velocidade instantânea. Contudo, esta formulação só é aplicável a uma faixa restrita a tubos de curvatura forte. Desta forma, para as outras faixas de curvatura devem ser aplicadas as outras formulações disponíveis na literatura, concebidas a partir da avaliação das descontinuidades do perfil do fator de atrito. A problemática, neste caso, é que segundo alguns autores (KÜHNEN *et al.*, 2015; GHOBADI; MUZYCHKA, 2016), para a mesma faixa de aplicação, os resultados produzidos por essas formulações de estimativa do valor do  $Re_c$  podem diferir de forma considerável. Este fato dificulta a escolha de uma dada formulação a fim de identificar o regime de escoamento, apontando uma demanda para indicar qual das formulações existentes possui maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento em tubos curvados.

Neste contexto, foram definidos os objetivos do presente trabalho.

## **2 OBJETIVOS**

### **2.1 Objetivo geral**

Aperfeiçoar o modelo matemático de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), no que se refere, especialmente, à compreensão da física do processo e de sua inter-relação com a eficiência de tratamento.

### **2.2 Objetivos específicos**

- Indicar dentre as principais formulações de estimativa do número de Reynolds crítico em tubos com curvatura, aquela que apresenta maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento que ocorrem no interior destas unidades.
- Verificar o impacto nas estatísticas do modelo de estimativa de remoção de turbidez, ao se empregar o modelo laminar, no âmbito da análise CFD, para a aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos representativos dos FTHs que estão operando com número de Reynolds acima do seu valor crítico.
- Averiguar a variação na qualidade do ajuste do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), após a inserção do gradiente médio de pressão normal como variável independente.



### 3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

#### 3.1 Floculação

##### 3.1.1 Parâmetros de relevante interesse

A eficiência do processo de floculação é dependente de aspectos hidráulicos e hidrodinâmicos relacionados às unidades de processo e também da qualidade de água que adentra a unidade de floculação. No âmbito do estudo e projeto das unidades de floculação, o gradiente médio de velocidade ( $G_m$ ) e tempo teórico de detenção ( $T_d$ ), geralmente, se constituem como principais parâmetros na avaliação do processo (BRATBY *et al.*, 1977; BRIDGEMAN *et al.*, 2010).

O parâmetro tempo teórico de detenção corresponde ao tempo médio em que o fluido em escoamento permanece no interior da unidade de processo. Ele pode ser obtido pela Equação 3.1.

$$T_d = \frac{V}{Q} \quad \text{Equação 3.1}$$

Onde,  $T_d$ : tempo teórico de detenção;  $V$ : volume efetivo da unidade;  $Q$ : Vazão.

O parâmetro gradiente médio de velocidade está associado à quantidade de energia que está acondicionada no sistema, e por isso é empregado na avaliação indireta da intensidade de mistura em unidades de processo. A formulação do gradiente médio de velocidade dado pela Equação 3.2 é amplamente empregada no estudo e projetos de unidades de clarificação. Foi idealizada por Camp e Stein (1943) por meio da análise do equilíbrio entre as forças inerciais e viscosas que atuam no elemento de fluido, considerando escoamento laminar em tubo capilar.

$$G_m = \sqrt{\frac{Qg\rho h_f}{\mu}} \quad \text{Equação 3.2}$$

Onde,  $Q$ : vazão;  $g$ : aceleração da gravidade;  $\rho$ : massa específica do fluido;  $h_f$ : perda de carga global;  $\mu$ : viscosidade dinâmica do fluido.

No que se refere ao processo de floculação, especificamente à interação entre partículas, um parâmetro adimensional empregado para avaliar a oportunidade de encontro entre as mesmas é o número de Camp ( $Ca$ ), expresso pelo produto entre o tempo teórico de detenção e o gradiente médio de velocidade.

$$Ca = T_d \cdot G_m \quad \text{Equação 3.3}$$

### 3.1.2 Unidades de Floculação

A floculação ocorre em unidades de processo denominadas floculadores. Essas unidades podem ser: hidráulicas, as quais aproveitam a própria energia do escoamento do fluido para a promoção da formação dos flocos; ou mecanizadas, onde é necessário que seja adicionada energia ao movimento do fluido por meio de equipamento mecânico (VIANNA, 2002). Tanto nos floculadores mecânicos como nos floculadores hidráulicos chicanados – comumente empregado nas estações de tratamento de água e efluentes – verifica-se ampla variação dos valores do gradiente de velocidade ao longo de suas extensões.

No caso dos floculadores mecânicos, a distribuição dos valores dos gradientes de velocidade ao longo da unidade não é uniforme e a dissipação de energia local em regiões de maior turbulência, como nas proximidades do rotor, pode ser várias ordens de grandeza superior àquela verificada em outras regiões da unidade (STANLEY; SMITH, 1995; LUO, 1997 apud BRIDGEMAN *et al.*, 2010; SINDALL *et al.*, 2013). Efeito semelhante se verifica (HAARHOFF e VAN DER WALT, 2001; SALGADO, 2006) nos floculadores hidráulicos chicanados. Os valores dos gradientes de velocidade no trecho reto podem ser significativamente menores do que aqueles verificados nas regiões entre compartimentos formados pelas chicanas.

Essa não uniformidade dos valores dos gradientes de velocidade ao longo das unidades de processo, verificados nos casos citados acima, pode fazer com que os flocos ora formados se rompam, reduzindo assim a eficiência da floculação. Especialmente neste quesito, uma unidade de floculação não convencional que vem se mostrando promissora é o Floculador Tubular Helicoidal pois apresenta

dissipação efetiva de energia mais uniforme ao longo de sua extensão (GROHMANN *et al.*, 1981).

## **3.2 Floculadores Tubulares Helicoidais (FTHs)**

### **3.2.1 Características gerais**

No que concerne aos floculadores hidráulicos, tem se destacado na literatura um modelo não convencional de unidade de floculação – o Floculador Tubular Helicoidal (FTH) – cuja configuração consiste em um tubo enrolado helicoidalmente. Esta unidade de processo tem chamado atenção pelas vantagens que apresenta frente às unidades que são comumente empregadas para a floculação, como os floculadores hidráulicos chicanados.

Grohmann *et al.* (1981) estão entre os primeiros a estudar o FTH. Eles verificaram a alta eficiência de remoção de turbidez (95 a 99%) com tempo teórico de detenção abaixo de 1 minuto. Essas características permitiram aos autores dizer que floculadores tubulares com configuração helicoidalmente enroladas tem potencial para aplicação em plantas de floculação. Vigneswaran e Setiadi (1986) empregaram uma suspensão de caulinita e sais de alumínio como agente coagulante para comparar o desempenho de floculadores tubulares helicoidais com o Jarrest operando em condições semelhantes. Foi verificado que o floculador necessita de menor tempo de detenção para atingir o tamanho final dos flocos quando comparado ao Jarrest e apresenta dissipação de energia efetiva mais representativa que o Jarrest. Dentro deste contexto, Gregory (1987) verificou que tubos helicoidalmente enrolados podem atingir valor de  $G_m = 5000 \text{ s}^{-1}$  com tempos de detenção da ordem de 5 min e possuem alta eficiência ao promover o processo de floculação.

Elmaleh e Jabbouri (1991) interessados em estudar a energia necessária para a floculação em reatores tubulares helicoidalmente enrolados, avaliaram os parâmetros  $G_m$  e  $Ca$  para um floculador com as seguintes dimensões:  $D = 10\text{cm}$ ;  $d = 0,6\text{cm}$ ; e comprimento ( $L$ ) de 2,4 e 16 metros. O valor de  $G_m$  para a energia de

floculação requerida foi menor que  $100 \text{ s}^{-1}$  que é o valor geralmente recomendado para floculadores convencionais.

Hameed *et al.* (1995) comparando os resultados de remoção de turbidez obtidos quando do emprego de um floculador hidráulico com configuração helicoidal e um floculador mecanizado, verificou que os valores de turbidez remanescentes estão na mesma ordem de grandeza. No entanto, para produzir esse resultado, foi necessária a aplicação de um número de Camp da ordem de 26000 para o reator mecanizado enquanto que para o floculador tubular helicoidal foi necessário um valor de 5000. Assim, os autores destacam o curto tempo de detenção como uma das vantagens dos floculadores tubulares helicoidais, além da facilidade de operação quando comparado ao floculador mecanizado. Carissimi (2003) também observou, por meio de estudos em um floculador helicoidal, os baixos tempos de detenção e a grande eficiência de processo dessas unidades.

No que se refere à caracterização hidrodinâmica de unidades tubulares helicoidais, Sartori (2006) empregou modelagem numérica computacional para simular escoamento laminar, permanente, isotrópico e incompressível em unidades deste tipo. Dentre os resultados observados, destaca-se a verificação da constância no valor do gradiente médio de velocidade na seção de escoamento, ao longo da direção longitudinal. Apesar do gradiente de velocidade ser um parâmetro amplamente empregado na avaliação da flocação (BRATBY *et al.*, 1977; BRIDGEMAN *et al.*, 2010), Carissimi *et al.* (2007) relata que o mesmo não é um parâmetro suficiente para caracterizar o processo de agregação em FTHs, haja vista que não considera os efeitos hidrodinâmicos locais verificados no escoamento em unidades deste tipo. Além disso, demonstraram que em reatores com configuração helicoidalmente enrolada ocorre a formação de flocos maiores e mais densos, com maior velocidade de sedimentação, quando comparado a um reator com configuração retilínea.

Pelissari (2006), Silva (2007) e Oliveira (2008, 2014) estudaram o escoamento em floculadores tubulares helicoidais relacionando parâmetros geométricos e hidráulicos à eficiência de remoção de turbidez. Maior detalhamento para esses trabalhos é dado no tópico 3.2.3.

Recentemente, Sartori (2015) empregando análise CFD avaliou a influência da razão de curvatura nas taxas de deformação dos elementos de fluido visando contribuir para o melhor entendimento do processo de floculação em reatores tubulares helicoidalmente enrolados. O autor destaca a necessidade de se considerar as deformações lineares, geralmente não consideradas nos principais modelos propostos para floculação. Além disso, verificou a existência de uma relação direta entre a razão de curvatura e a taxa de deformação por cisalhamento. Segundo o autor, quando o campo gravitacional é desconsiderado, no âmbito da modelagem, a força de arraste promovida pelo escoamento secundário é a principal força atuante, com papel fundamental no movimento das partículas. Próximo às paredes do tubo curvado, esse arraste direciona as partículas sólidas para a parede interna ao enrolamento do helicoide, onde se acumulam.

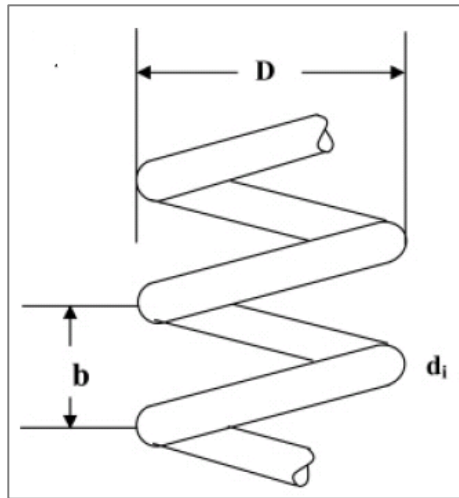
### **3.2.2 Geometria e hidrodinâmica em tubos enrolados helicoidalmente**

#### **3.2.2.1 Parâmetros geométricos**

O escoamento através de tubos helicoidais tem sido intensivamente estudado, em parte devido à sua importância prática na área de engenharia como, trocadores de calor, reatores químicos, sistemas de tubulação, refrigeradores, concentradores espirais (YU *et al.*, 2003; CIONCOLINI; SANTINI, 2006), mas, também, devido ao interesse físico em escoamentos secundários causados pela força centrífuga provocada pela curvatura do tubo (YAMAMOTO *et al.*, 1995). Segundo Vashisth *et al.* (2008), algumas características são responsáveis pela gama de aplicações em que se verificam as configurações que apresentam curvatura, como: o escoamento secundário que acarreta um aumento na intensidade de mistura na seção transversal; a redução da dispersão; e a melhoria dos coeficientes de transferência de calor e massa.

A geometria de tubos enrolados helicoidalmente pode ser descrita por meio dos seguintes parâmetros: diâmetro do tubo ( $d$ ), diâmetro de enrolamento ( $D$ ), o passo de enrolamento do tubo ( $p$ ), a distância entre voltas ( $b = 2\pi p$ ) e o número de voltas, conforme Figura 3.1.

Figura 3.1: Principais parâmetros geométricos de um tubo enrolado helicoidalmente.



Fonte: adaptado de Vashisth *et al.* (2008).

De forma geral, a configuração helicoidal pode ser representada por dois parâmetros adimensionais, curvatura ( $\delta$ ) e torção ( $\tau$ ), conforme Equação 3.4 e Equação 3.5, respectivamente, onde,  $R$ : raio de enrolamento e  $r$ : raio do tubo.

$$\delta = \frac{R \cdot r}{R^2 + p^2} \quad \text{Equação 3.4}$$

$$\tau = \frac{p \cdot r}{R^2 + p^2} \quad \text{Equação 3.5}$$

### 3.2.2.2 Parâmetros hidrodinâmicos relevantes

Oliveira (2014) destaca quatro parâmetros relevantes para a representação das características hidrodinâmicas do escoamento em tubos com curvatura, são eles: swirl number, energia cinética e helicidade. A seguir é apresentada uma descrição sucinta de cada um deles.

#### Swirl Number ( $Sn$ )

O Swirl number é um parâmetro que representa a relação entre o fluxo de momento angular ( $G_{angular}$ ) e linear ( $G_{linear}$ ). O termo “swirl” é empregado para denominar a característica do escoamento nos quais as linhas de fluxo possuem formato helicoidal (ROCKLAGE-MARLIANI *et al.*, 2003 apud Oliveira, 2014).

Este parâmetro pode ser obtido por meio da Equação 3.6, e expressa uma medida do quanto o escoamento secundário corresponde ao escoamento principal.

$$Sn = \frac{G_{angular}}{r \cdot G_{linear}} = \frac{\rho \int_{Sc} (\vec{r} \times \vec{V}_{secundário}) \vec{V}_{axial} d\vec{A}}{r \cdot \rho \int_{Sc} \vec{V}_{axial} \vec{V}_{axial} d\vec{A}} \quad \text{Equação 3.6}$$

### Energia cinética ( $E_c$ )

A energia cinética é um parâmetro que representa de forma indireta o movimento das partículas de fluido no interior da unidade. Em tubos curvados, o escoamento sofre constante mudança de direção, alternando entre a região mais externa da curvatura e a região mais interna da mesma (EUSTICE, 1911), impactando nas magnitudes dos valores de velocidade nas linhas de fluxo.

A Equação 3.7 apresenta a formulação para estimativa da energia cinética e a Equação 3.8, a formulação para a energia cinética específica ( $E_{ce}$ ), relativa a uma partícula de fluido.

$$E_c = \frac{mv^2}{2} \quad \text{Equação 3.7}$$

$$E_{ce} = \frac{v^2}{2} \quad \text{Equação 3.8}$$

Para representar, de forma global, o movimento das partículas de fluido em uma linha de fluxo representativa das unidades tubulares helicoidais, Oliveira (2014) propôs um parâmetro hidrodinâmico que corresponde à média dos valores de  $E_{ce}$  observados ao longo da linha de fluxo que parte do centro da seção de entrada do reator (após o comprimento de entrada). Este parâmetro é a energia cinética específica média ( $\overline{E_{ce}}$ ).

### Helicidade ( $H$ )

A helicidade é um parâmetro hidrodinâmico que associa a vorticidade local e a velocidade a qual uma partícula de fluido está submetida. Oliveira (2014) destaca

que este parâmetro indica de forma conjunta a característica rotacional e translacional da partícula de fluido. A formulação matemática para estimativa deste parâmetro é dada pela Equação 3.9.

$$H = \int_V (\vec{V} \cdot \vec{W}) dV \quad \text{Equação 3.9}$$

Onde,  $\vec{V}$  é o vetor velocidade e  $\vec{W}$  é o vetor vorticidade.

Além desses parâmetros hidrodinâmicos, indicados por Oliveira (2014) como representativos do escoamento em tubos helicoidalmente enrolados, identificou-se outro parâmetro que está intimamente relacionado a características particulares verificadas no escoamento que ocorre em unidades deste tipo, como a presença do escoamento secundário. Este parâmetro é o gradiente de pressão.

#### Gradiente de pressão na direção normal ( $\partial P/\partial n$ )

O gradiente de pressão é uma quantidade física que indica a direção e a taxa com que a pressão varia de forma mais rápida em torno de um determinado local do escoamento, e possui unidade de pressão por unidade de comprimento.

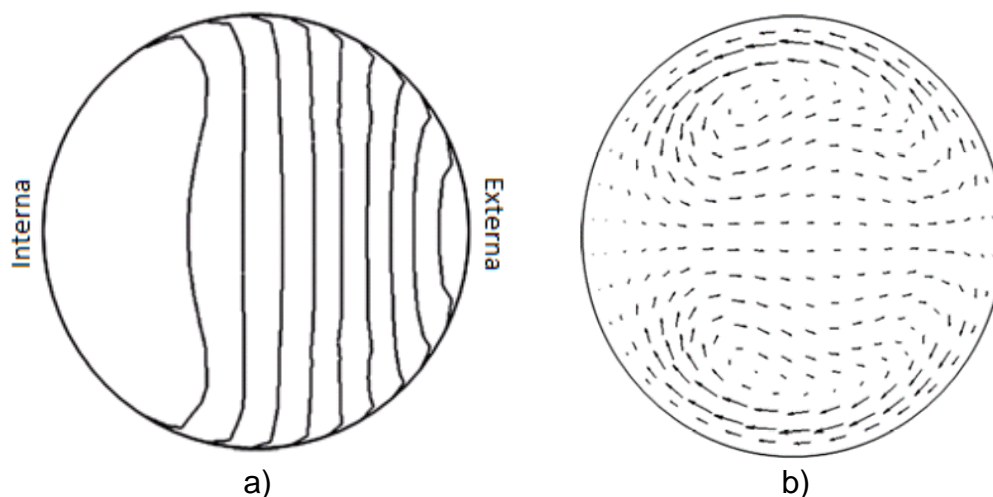
Diversos autores (DETRA, 1953; BERGER *et al.*, 1983, CIONCOLINI; SANTINI, 2006; VASHISTH *et al.*, 2008; entre outros), no estudo do escoamento em tubos curvados, citam o gradiente de pressão normal ao escoamento principal como um dos fatores, juntamente com a força centrífuga, responsáveis pelo surgimento e continuidade do escoamento secundário na seção transversal do tubo. O escoamento secundário (melhor explicado na seção seguinte), surge do desequilíbrio entre a força centrífuga e o gradiente de pressão na região próxima a parede do tubo.

A Figura 3.2 apresenta as características do campo de pressão e velocidade na seção transversal de tubos curvados. No escoamento em tubos curvados, a força centrífuga faz com que as partículas de fluido se desloquem da parte interna para a parte externa da curvatura. A magnitude desta força é proporcional ao quadrado da velocidade média do fluxo e inversamente proporcional ao raio de curvatura do tubo. Em função da ação da força centrífuga, um gradiente de pressão é formado na



seção transversal do tubo (Figura 3.2.a) no sentido da parte interna para a parte externa da curvatura (YOO *et al.*, 2012).

Figura 3.2: Características do campo de pressão e velocidade na seção transversal de tubos curvados a) iso-contornos de pressão de estagnação; b) vetores do escoamento secundário.



Fonte: adaptado de YOO *et al.* (2012).

Próximo às paredes do tubo, onde o escoamento é mais lento, a força devido ao gradiente de pressão passa a dominar sobre a força centrífuga e desloca as partículas de fluido, ao longo das paredes (Figura 3.2.b), do lado externo até o lado interno da curvatura. Para haver continuidade do movimento, o escoamento, ao longo do eixo de simetria, se desloca do lado interno para o lado externo.

Segundo Vashisth *et al.* (2008), para regime permanente, a magnitude deste gradiente de pressão na direção normal ao escoamento principal, pode ser estimada pela Equação 3.10.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} = \frac{v^2}{R} \quad \text{Equação 3.10}$$

### 3.2.2.3 Caracterização do escoamento

A caracterização do escoamento em tubos curvos se inicia de fato com Thomson (1876), o qual observou que as forças centrífugas influenciam o escoamento em canais com curvatura. Em 1902 Williams *et al.* (1902) verificaram que em geometrias

com curvatura a posição da velocidade axial máxima do escoamento se desloca em direção à parte mais externa da curvatura.

Adler (1934) avaliou experimentalmente a distribuição de velocidades na seção transversal de três tubos toroidais com curvatura distintas, em regime laminar e turbulento, e observou que a componente da velocidade na direção axial aumenta rapidamente numa camada limite próxima à parede mais externa do tubo e diminui linearmente na parede interna.

Eustice (1910, 1911), utilizando técnica de traçadores, demonstrou a existência de um escoamento secundário que surge na seção transversal de tubos curvados. O escoamento secundário, caracterizado pela formação de um par de vórtices que giram em sentidos opostos é o responsável por produzir um transporte adicional do fluido ao longo da seção transversal (AL HASHIMI; ASHJYAN, 1989), acarretando em um aumento na transferência de calor e de massa e também na perda de carga do escoamento, quando comparado a um tubo reto de mesmas características (SCHMIDT, 1967; HÜTTL; FRIEDRICH, 2001; CIONCOLINI; SANTINI, 2006).

Deste modo, o escoamento em tubos com curvatura é muito diferente daquele que se desenvolve em um tubo reto (BERGER *et al.*, 1983; CIONCOLINI; SANTINI, 2006). À medida que o fluido se move ao longo da curva, a força centrífuga atua com maior intensidade na porção de fluido situada na parte central do tubo, onde a velocidade axial é maior. Devido à condição de não deslizamento na parede, a velocidade do fluido próximo a mesma apresenta baixa magnitude e consequentemente baixa força centrífuga. Assim, próximo ao contorno sólido (parede do tubo) existe um desequilíbrio entre as forças centrífugas e as forças relacionadas ao gradiente de pressão. Desta forma, o gradiente de pressão agindo na direção normal desloca as partículas de fluido ao longo do contorno sólido, do lado externo para o lado interno da curvatura. Como a seção transversal do tubo é fechada e a condição de continuidade deve ser satisfeita, as partículas de fluido são forçadas a se deslocar, ao longo do plano de simetria, do lado interno para o lado externo da curvatura, criando assim um movimento contínuo – o escoamento secundário (DETRA, 1953; BERGER *et al.*, 1983).

Dean (1927, 1928) foi o primeiro a conceber uma solução analítica para escoamento laminar completamente desenvolvido em tubo toroidal ( $p = 0$ ) de seção transversal circular para auxiliar na caracterização do escoamento em tubos com curvatura. Além disso, demonstrou que a redução da taxa do escoamento devido à curvatura dependia de uma única variável adimensional  $K$  ( $K = 2Re^2d/D$ ). Esta variável está relacionada à magnitude e forma do escoamento secundário, ficando mais tarde conhecida como número de Dean ( $Dn$ ). A forma de apresentação mais conhecida do número de Dean é  $Dn = Re \cdot \sqrt{\frac{d}{D}}$ , onde a razão  $\frac{d}{D}$  é conhecida como razão de curvatura. Quanto maior o valor desta razão, maior é a curvatura do tubo. O  $Dn$  expressa de forma indireta a razão entre as forças de inércia e centrífuga pelas forças viscosas (BERGER *et al.*, 1983).

Ao estender as equações desenvolvidas por Dean para um fluxo em tubo helicoidal, Germano (1982; 1989) estudou o efeito da torção sobre o escoamento e concebeu um novo parâmetro adimensional  $Gn$  ( $Gn = \tau \cdot Re$ ) – o número de Germano – que representa de forma indireta a razão entre as forças de torção e as forças viscosas.

No que se refere à torção, especialmente para escoamentos com alto número de Reynolds, Hüttl e Friedrich (2000) demonstraram que seu efeito no escoamento principal é menos destacado que aquele promovido pela curvatura. No entanto, os autores observaram que quanto maior torção aplicada, maior a energia cinética turbulenta do escoamento e maior a influência sobre o escoamento secundário. Yamamoto *et al.* (1994) verificaram que aumentos no parâmetro de torção, para geometria de curvatura fixa e para uma mesma condição de escoamento, provoca a redução do fator de atrito do escoamento, tornando-o próximo daquele verificado para tubos retos.

Uma importante característica do escoamento em tubos helicoidalmente enrolados é a não existência de variações significativas no perfil de velocidade axial, após o comprimento de entrada (YU *et al.*, 2003). Ao medir o perfil de velocidade axial em tubos helicoidalmente enrolados para condições de escoamento distintas (no regime laminar), YU *et al.* (2003) verificaram que não existem variações significativas no perfil medido após a segunda volta da geometria helicoidal. Corroborando os

resultados dos autores, Oliveira (2014), por meio de modelagem fluidodinâmica computacional, verificou a característica axialmente invariante dos perfis de escoamento, após o comprimento de entrada, avaliando perfis de velocidade axial nas seções transversais ao longo de uma volta completa (quarta volta) de um tubo helicoidalmente enrolado. Os resultados mostraram que a maior parte dos desvios foram inferiores a 1%, e o máximo verificado foi na ordem de 5%.

### 3.2.3 Modelos matemáticos de estimativa da eficiência de remoção de turbidez em FTHs

Os modelos de previsão de eficiência de remoção de turbidez para flocladores tubulares helicoidais são modelos matemáticos que buscam estimar a eficiência de remoção de turbidez da massa líquida que adentra a unidade de processo. Um dos objetivos que se almeja com a construção de modelos desse tipo é auxiliar no estudo e projeto dos FTHs. Neste contexto, Pelissari (2006), Silva (2007) e Oliveira (2008), em seus respectivos trabalhos, buscaram desenvolver / aperfeiçoar um modelo para estimar o valor percentual da eficiência de remoção de turbidez em FTHs, empregando regressão linear múltipla para correlacionar parâmetros geométricos e hidráulicos representativos do escoamento nessas unidades. Os modelos concebidos pelas autoras são apresentados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Modelos de estimativa de remoção de turbidez em FTHs.

Modelo	Autor	Amostra <sup>[1]</sup>	R <sup>2</sup>	Desvio méd. <sup>[2]</sup>
$Efic. = 9,9032 \cdot \frac{\rho \cdot Q^{-0,19908}}{\mu \cdot d} \cdot \frac{L^{-0,30877}}{d} \cdot \frac{D^{0,10362}}{d} \cdot \frac{p^{-0,12867}}{d}$	Pelissari (2006)	48	0,45	17%
$Efic. = 0,9515 - 1,4 \cdot 10^{-5} \cdot Re - 0,295 \cdot \frac{h_f}{L} - 0,022 \cdot \frac{p}{d} + 0,192 \cdot \frac{d}{D} - 3,02 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{L}{D}$	Silva (2007)	36	0,91	2%
$Efic. = 0,869 - 1,8 \cdot 10^{-5} \cdot Re - 22,90 \cdot \frac{p}{L} + 0,00357 \cdot \frac{D}{d} - 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot Ca$	Oliveira (2008)	84	0,83	2,4%

<sup>[1]</sup> Número de configurações de FTHs; <sup>[2]</sup> Desvio relativo médio.

Os modelos desenvolvidos por Pelissari (2006) e Silva (2007) obtiveram coeficiente de determinação ( $R^2$ ) de 0,45 e 0,91, respectivamente. Destaca-se que relativo ao modelo de Pelissari (2006), Silva (2007) introduz um novo parâmetro em sua formulação: a perda de carga do escoamento ( $h_f$ ). Já Oliveira (2008), comparado ao modelo de Silva (2007), acrescentou o número de Camp ( $Ca$ ). Este modelo proposto obteve um aumento na representatividade estatística quando comparado aos trabalhos de Pelissari (2006) e Silva (2007), pois realizou avaliação em um maior número de configurações de FTHs (84), e apresentou-se mais aderente ao processo físico, haja vista que houve redução nas diferenças entre os dados experimentais e os estimados pelo modelo. Todavia, apesar dos avanços obtidos por cada um dos trabalhos citados, verificou-se a necessidade de maior aprofundamento no conhecimento do comportamento hidrodinâmico dos FTHs a fim de incorporá-lo ao modelo de estimativa de eficiência de remoção de turbidez, até então desenvolvido por Oliveira (2008); isto na tentativa de representar de modo mais satisfatório o comportamento da eficiência de remoção de turbidez ao longo do tempo de processo e reduzir a dispersão dos dados e os desvios verificados.

Nesse sentido, Oliveira (2014) progrediu na caracterização hidrodinâmica dos FTHs identificando novos parâmetros hidrodinâmicos representativos do escoamento no interior dessas unidades, por meio de modelagem fluidodinâmica computacional, relacionando-os ao processo de floculação. Os parâmetros identificados foram o swirl number, a energia cinética específica média e a helicidade. Desta forma, relacionando estas variáveis e as demais variáveis presentes no modelo proposto por Oliveira (2008), concebeu-se, por meio de regressão múltipla linear, um novo modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez (Equação 3.11).

$$Efic. = 0,82 - 2,39 \cdot 10^{-6} Ca - 7,00 \cdot 10^{-6} Re - 39,98 \frac{p}{L} + 0,00451 \frac{D}{d} + 0,52 Sn - 8,25 \cdot 10^{-9} E_{adm} + 5,50 \cdot 10^{-6} H_{adm} \quad \text{Equação 3.11}$$

Onde,  $E_{adm}$ : Energia cinética específica média adimensional;  $H_{adm}$ : Helicidade adimensional;  $Sn$ : Swirl Number.

Segundo Oliveira (2014), o modelo matemático proposto foi mais aderente ao processo físico; obteve-se um aumento no coeficiente de determinação de 0,83 (OLIVEIRA, 2008) para 0,899 e redução nos valores dos desvios.

Após análise de não linearidades entre as variáveis independentes e a variável independente, Oliveira (2014) optou por desenvolver outro modelo de regressão, agora empregando regressão múltipla não linear. O modelo desenvolvido é representado pela Equação 3.12.

$$Efic. = 35,85 - 2,03 \cdot 10^{-6} \cdot Ca - 5,65 \cdot 10^{-6} \cdot Re - 35,1 \exp\left(\frac{p}{L}\right) + 0,08 \ln\left(\frac{D}{d}\right) - 1,15 \cdot 10^{-8} \cdot E_{adm} + 19,55 Sn^2 + 4,53 \cdot 10^{-10} H_{adm}^2$$

Equação 3.12

Apesar do modelo não linear (Equação 3.12) ter produzido desvio relativo médio superior (1,70%) ao do modelo linear (1,40%) (Equação 3.11), Oliveira (2014) optou por adotar o modelo não linear como referência pois produziu um coeficiente de determinação ( $R^2=0,920$ ).

### 3.3 Transição para a turbulência e formulações para previsão do Reynolds Crítico em tubos curvos

Alguns autores (WHITE, 1929; TAYLOR, 1929; ADLER, 1934; SCHMIDT, 1967; MISHRA; GUPTA, 1979), dentre outros, verificaram que o escoamento em tubo curvo é mais estável do que o escoamento que ocorre em um tubo reto de mesmas características, de modo que o número de Reynolds Crítico ( $Re_c$ ) para o primeiro caso é muito superior ao do segundo caso. Segundo Vashisth *et al.* (2008), essa maior estabilidade está associada ao escoamento secundário, que surge devido ao efeito da curvatura sobre o escoamento. Hüttl e Friedrich (2000, 2001) realizaram investigações numéricas em escoamento turbulento em tubo curvo e indicaram que o efeito da curvatura é o de suprimir as flutuações turbulentas, atrasando a transição do escoamento laminar para o turbulento, aumentando o valor do número de Reynolds requerido para atingir um escoamento totalmente turbulento. Este efeito aumenta à medida que a curvatura aumenta (raio de enrolamento diminui).

Sreenivasan e Strykowski (1983) demonstraram experimentalmente que para certas combinações de curvatura e condição de escoamento, um tubo enrolado helicoidalmente tem o potencial para “laminarizar” um escoamento turbulento que passa em seu interior. Este potencial foi confirmado por Kühnen *et al.* (2015). Sabe-se que a curvatura convexa (associada com a parede interior) tende a inibir a turbulência – apesar de não estar claro porque isso ocorre – e que a curvatura côncava (associada com a parede exterior) promove turbulência (SREENIVASAN; STRYKOWSKI, 1983; HON *et al.*, 1999).

Em 1910, Eustice (1910) observou a maior resistência ao escoamento em tubo curvado quando comparado a um tubo reto e deu a entender que o surgimento da turbulência pode varrer uma gama de número de Reynolds considerável. Além disso, afirmou que não existe uma velocidade crítica (número de Reynolds crítico) em tubos curvados. No entanto, esta afirmação foi rebatida por White (1929) que foi um dos pioneiros a mostrar a existência de uma velocidade crítica em tubos curvados. O autor conseguiu verificar que a curvatura do tubo aumenta a velocidade crítica de forma muito significativa quando comparado ao valor aplicado a tubos retos. Para isso, foram estudados três tubos helicoidalmente enrolados de razões  $D/d$  iguais a 2050, 50 e 15,15. O autor plotou um gráfico da variação dos fatores de atrito com o aumento do número de Dean das configurações estudadas, e por meio dele notou que para um determinado valor do número de Dean houve um desvio no perfil do fator de atrito dos três tubos. Assim, o autor inferiu que o ponto onde ocorre o desvio ou descontinuidade no perfil do fator de atrito é aquele que marca a velocidade para o qual o escoamento deixa de ser laminar. Para as geometrias de razões  $D/d$  iguais a 2050, 50 e 15,15, os valores do número de Reynolds crítico encontrados foram 2270, 6020 e 7590, respectivamente. Quanto menor a razão  $D/d$  (maior curvatura) maior era o número de Reynolds crítico.

Taylor (1929) realizou um experimento inserindo um líquido colorido em dois tubos enrolados helicoidalmente de razões  $D/d = 18,7$  (tubo 1) e  $D/d = 31,9$  (tubo 2) para visualizar as linhas de fluxo do escoamento. O autor observou que o padrão das linhas de fluxo se manteve constante até  $Re = 5830$  no tubo 1 e  $Re = 5010$  no tubo 2 (valores bem elevados quando comparado ao verificado em um tubo reto, onde o

número de Reynolds seria aproximadamente 2100). O escoamento totalmente turbulento foi verificado a partir dos valores de  $Re = 7100$  no tubo 1 e 6350 no tubo 2.

Adler (1934) estudou três tubos toroidais ( $p = 0$ ) com razão  $D/d$  iguais a 50, 100 e 200 e assim como White (1929) avaliou a variação do perfil de fator de atrito com o aumento do número de Reynolds. O autor encontrou os respectivos valores do número de Reynolds crítico: 5620, 4730 e 3980.

Como pode ser visto, o início do estudo do surgimento de turbulência em tubos curvados se deu por meio da avaliação da variação do perfil de fator de atrito (WHITE, 1929; ADLER, 1934) ou da avaliação visual do padrão de escoamento (TAYLOR, 1929). Essas avaliações produziram dados experimentais do número de Reynolds crítico do escoamento em tubos com curvatura. No primeiro tipo de avaliação, o valor do  $Re_c$  era correspondente ao valor do número de Reynolds que marcava a descontinuidade (alteração da inclinação) do perfil de fator de atrito do escoamento. No segundo tipo de avaliação, o valor do  $Re_c$  correspondia ao valor do número de Reynolds no qual se iniciava o surgimento de perturbações no padrão do escoamento.

A partir daí diversos autores (ITO, 1959; SCHMIDT, 1967; SRINIVASAN *et al.*, 1968; MISHRA; GUPTA, 1979; CIONCOLINI; SANTINI, 2006) têm proposto formulações empíricas para a estimativa do valor do  $Re_c$ . Essas formulações, geralmente, correlacionam o valor do  $Re_c$  com o inverso da razão de curvatura ( $D/d$ ).

A primeira formulação empírica para estimar o  $Re_c$  para tubos com curvatura foi elaborada por Ito (1959) (Equação 3.13). O autor estudou a variação do perfil de fator de atrito em cinco tubos toroidais ( $p = 0$ ) cujas razões  $D/d$  variavam de 648 a 16,4. Como resultado, obteve formulações empíricas para estimar o fator de atrito do escoamento em regime laminar e turbulento com precisão satisfatória. Com base nos perfis de fator de atrito produzidos, o autor estimou o ponto que marcava a transição do escoamento laminar para o turbulento, ou seja, o ponto que marcava a mudança de inclinação no perfil do fator de atrito. Desta forma, correlacionaram-se os dados experimentais do  $Re_c$  com os respectivos valores de razão  $D/d$ .



Schmidt (1967) investigou a transferência de calor e a perda de carga em cinco tubos helicoidalmente enrolados com razão de curvatura ( $D/d$ ) variando de 5 a 81. Foram estudadas condições de escoamento com  $Re$  variando de  $10^2$  a  $10^5$ . O autor observou que para uma mesma condição de escoamento a transferência de calor e a perda de carga em um tubo curvado helicoidalmente é maior do que as verificadas em um tubo reto de mesmas características. Segundo o autor, isto ocorre devido à presença do escoamento secundário – característico de tubo curvados. A fim de identificar sob qual regime de escoamento as configurações estudadas estavam operando, Schmidt (1967) produziu uma formulação para a estimativa do  $Re_c$  considerando dados experimentais do número de Reynolds crítico obtido por diversos autores (WHITE, 1929; TAYLOR, 1929; ADLER, 1934; ITO, 1959; PRABHUDESAI; SHAH, 1960). O autor ressaltou que a formulação proposta por Ito (1959), representada pela Equação 3.13, não considera o fato de a razão de curvatura tender a zero.

$$Re_c = 20000 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,32} \quad \text{Equação 3.13}$$

Observa-se na equação acima que quando  $r/R \rightarrow 0$  (quando não há curvatura e o tubo é retilíneo) o  $Re_c$  não tende ao valor correspondente ao de um tubo reto,  $Re \approx 2300$ . Assim, Schmidt (1967) reformulou a equação acima propondo uma nova formulação para que este requisito fosse satisfeito (Equação 3.14).

$$Re_c = 2300 \left[ 1 + 8,6 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,45} \right] \quad \text{Equação 3.14}$$

Srinivasan *et al.* (1968) realizaram uma revisão dos trabalhos experimentais e teóricos que estudavam a perda de carga e a transferência de calor em tubos helicoidalmente enrolados e destacaram o efeito da curvatura no retardamento do surgimento da turbulência em relação a um tubo reto. Além disso, os autores propuseram uma nova formulação para estimar o número de Reynolds crítico de escoamento em tubos helicoidalmente enrolados. Para conceber a formulação proposta, os autores empregaram dados de número de Reynolds crítico obtidos

experimentalmente por Taylor (1929), White (1929), Adler (1934), Storrow (1945) apud Srinivasan *et al.* (1968) e Kubair e Varrier (1961). A formulação matemática (Equação 3.15) é semelhante a da Equação 3.14, com o diferencial de que se  $r/R \rightarrow 0$  (quando não há curvatura e o tubo é retilíneo) o  $Re_c$  deve tender a  $Re \approx 2100$ .

$$Re_c = 2100 \left[ 1 + 12/\left(\frac{R}{r}\right)^{0,5} \right] \quad \text{Equação 3.15}$$

Mishra e Gupta (1979) estudaram o efeito do diâmetro do tubo ( $d$ ), do diâmetro de enrolamento ( $D$ ) e do passo ( $p$ ) no perfil de fator de atrito do escoamento de fluido newtoniano através de tubulações helicoidalmente enroladas. Os autores observaram que o aumento no passo de enrolamento do tubo tende a diminuir o fator de atrito e o valor do número de Reynolds crítico do escoamento. No entanto, ressalta-se que o efeito do passo pode ser negligenciado se a distância entre as voltas ( $b$ ) for inferior ao raio de enrolamento ( $R$ ) da mesma (MISHRA; GUPTA, 1979; MANLAPAZ; CHURCHILL, 1980). Desta forma, Mishra e Gupta (1979) observam que aplicar uma formulação para estimar o número de Reynolds crítico que partiu de dados de tubos helicoidais de passo negligenciável em tubos helicoidais com passo não negligenciável seria inadequado. Observa-se que nas formulações propostas por Ito (1959), Schmidt (1967), Srinivasan *et al.* (1968), o número de Reynolds crítico é uma função apenas da razão de curvatura, não considerando o efeito do passo de enrolamento. Partindo desse princípio e dos resultados encontrados em seu trabalho, o que Mishra e Gupta (1979) fizeram para conceber a Equação 3.17, foi apenas reescrever a formulação de Ito (1959) (Equação 3.13) substituindo o diâmetro de enrolamento ( $D$ ) da hélice pelo seu diâmetro de curvatura ( $D_c$ ) (Equação 3.16) a fim de incorporar o efeito do passo na estimativa do valor do  $Re_c$ .

$$D_c = D \left[ 1 + \left( \frac{b}{2\pi D} \right)^2 \right] \quad \text{Equação 3.16}$$

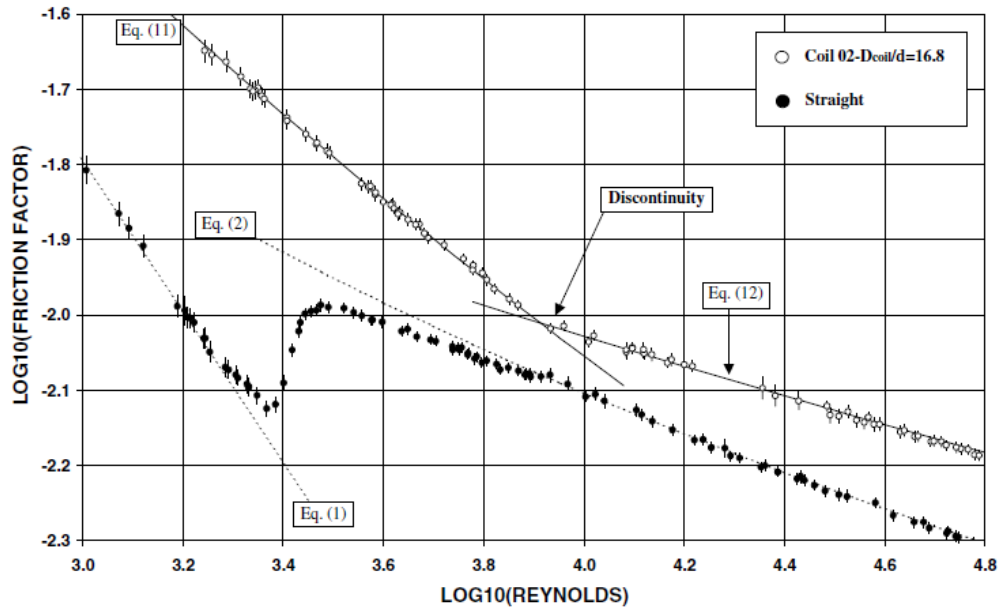
$$Re_c = 20000 \left[ 1/\frac{R}{r} \left[ 1 + \left( \frac{b}{2\pi D} \right)^2 \right] \right]^{0,32} \quad \text{Equação 3.17}$$

Cioncolini e Santini (2006) avaliaram a influência da curvatura na transição do escoamento laminar para escoamento turbulento em tubos enrolados helicoidalmente. A análise partiu da inspeção direta de perfis de fator de atrito experimentais obtidos para doze configurações, abrangendo uma ampla gama de razões  $D/d$  variando entre 6,9 a 369 para diversas condições de escoamento ( $10^3 < Re < 7 \cdot 10^4$ ). Os autores verificaram que a curvatura foi eficaz na atenuação do surgimento de turbulência no escoamento e no aumento do valor do número de Reynolds necessário para atingir um escoamento totalmente turbulento – quando comparado a tubos retos. Observaram que em tubos de curvatura forte ( $6,9 < D/d < 24$ ), a emergência da turbulência é tão gradual que apenas uma descontinuidade foi observada no perfil de fator de atrito, marcando o seu fim e o início de um escoamento totalmente turbulento. Esta descontinuidade no perfil do fator de atrito em tubos curvados já havia sido relatada por outros autores (WHITE, 1929; ITO, 1959; SCHMIDT, 1967). No entanto, um padrão mais complexo do perfil de fator de atrito do escoamento, caracterizado pela presença de duas descontinuidades, foi notado em tubos com curvatura média ( $35,3 < D/d < 103,7$ ), onde o surgimento de turbulência ainda é muito gradual. Segundo Cioncolini e Santini (2006) este tipo de comportamento no perfil de fator de atrito do escoamento, em particular, ainda não havia sido relatado na literatura. Os autores associaram a primeira descontinuidade no perfil de fator de atrito com o início do processo de transição do escoamento laminar para o turbulento e a segunda descontinuidade com o final do regime de transição e o início de um escoamento totalmente turbulento. A Figura 3.3 e a Figura 3.4 apresentam um exemplo de perfil de fator de atrito obtido para uma geometria de curvatura forte e média, respectivamente. Os marcadores com coloração branca correspondem ao fator de atrito de um tubo helicoidal e os de coloração preta correspondem ao fator de atrito de um tubo reto de mesmas características.

Já em tubos de curvatura fraca ( $153 < D/d < 369$ ), observaram que com o aumento do número de Reynolds os perfis de fator de atrito apresentaram comportamento similar

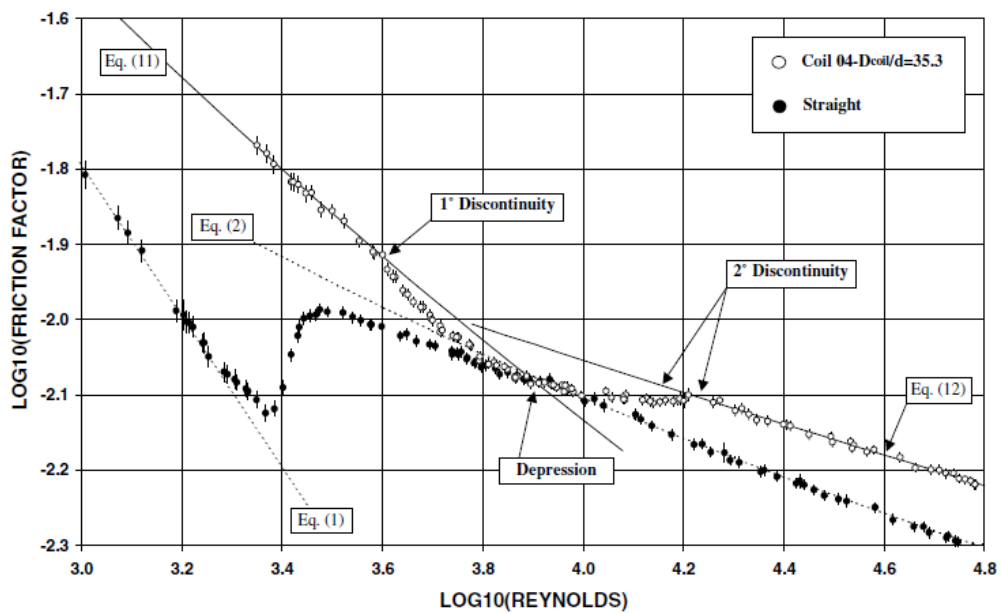
ao de um tubo reto. Com base em seu estudo, Cioncolini e Santini (2006) propuseram formulações para estimar o valor do  $Re_c$ , conforme a intensidade de curvatura, categorizada em forte ( $D/d \leq 24$ ), média ( $30 \leq D/d \leq 110$ ) e fraca ( $150 \leq D/d$ ).

Figura 3.3: Perfil de fator de atrito para tubo de curvatura forte ( $D/d=16,8$ ).



Fonte: Cioncolini e Santini (2006).

Figura 3.4: Perfil de fator de atrito para tubo de curvatura média ( $D/d=35,3$ ).



Fonte: Cioncolini e Santini (2006).

A Equação 3.18 corresponde à formulação desenvolvida para tubos helicoidais de curvatura forte.

$$Re_c = 30000 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,47} \quad \text{Equação 3.18}$$

A Equação 3.19 e a Equação 3.20 correspondem às formulações desenvolvidas para tubos de curvatura média. A primeira estima o início do regime de transição e a segunda, o final do regime de transição.

$$Re_{c1} = 12500 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,31} \quad \text{Equação 3.19}$$

$$Re_{c2} = 120000 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,57} \quad \text{Equação 3.20}$$

A Equação 3.21 corresponde à formulação desenvolvida para tubos de curvatura fraca.

$$Re_c = 2300 \left[ 1 + 210 / \left( \frac{R}{r} \right)^{1,12} \right] \quad \text{Equação 3.21}$$

A Tabela 3.2 apresenta um resumo das principais formulações existentes para estimar o  $Re_c$  em tubos com curvatura, bem como suas faixas de aplicação.

Tabela 3.2: Formulações para estimar o número de Reynolds Crítico em tubos curvos, baseadas em dados de fator de atrito.

Autor	Formulação	Faixa de aplicação
Ito (1959)	$Re_c = 20000 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,32}$	$15 < \frac{R}{r} < 860$
Schmidt (1967)	$Re_c = 2300 \left[ 1 + 8,6 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,45} \right]$	$\frac{R}{r} < 200$
Srinivasan <i>et al.</i> (1968)	$Re_c = 2100 \left[ 1 + 12 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,5} \right]$	$\frac{R}{r} < 200$

Tabela 3.2: Formulações para estimar o número de Reynolds Crítico em tubos curvos, baseadas em dados de fator de atrito (continuação).

Autor	Formulação	Faixa de aplicação
Mishra e Gupta (1979)	$Re_c = 20000 \left[ 1/\frac{R}{r} \left[ 1 + \left( \frac{b}{2\pi D} \right)^2 \right] \right]^{0,32}$	$10^{-3} < \frac{d}{D_c} < 10^{-1}$
Cioncolini e Santini (2006)	$Re_c = 30000 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,47}$	$\frac{R}{r} \leq 24$
	$Re_{c1} = 12500 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,31}$	$30 \leq \frac{R}{r} \leq 110$
	$Re_{c2} = 120000 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,57}$	$30 \leq \frac{R}{r} \leq 110$
	$Re_c = 2300 \left[ 1 + 210 / \left( \frac{R}{r} \right)^{1,12} \right]$	$150 \leq \frac{R}{r}$

Como pode ser visto na Tabela 3.2, cada formulação possui sua faixa de aplicação, umas com faixas mais restritas do que outras. No entanto, segundo alguns autores (KÜHNEN *et al.*, 2015; GHOBADI; MUZYCHKA, 2016) para a mesma faixa de aplicação, os resultados produzidos por cada uma das formulações, na tentativa de estimar o  $Re_c$ , podem diferir de forma considerável.

Outros autores buscaram estudar o surgimento da turbulência em tubos curvados empregando técnicas diferentes da análise do perfil de fator de atrito, buscando trazer maior detalhamento às avaliações e análises.

Sreenivasan e Strykowski (1983) estudaram o comportamento do regime de transição em tubos com curvatura ( $D/d = 17,24$ ) e de passo negligenciável, com o número de Reynolds variando de 4200 a 6730 utilizando anemômetro de fio a quente (*Hot Wire*). Para o número de  $Re = 4200$ , foram observados sinais “planos” correspondentes a um escoamento estacionário laminar. Aumentando o  $Re$  para 5000, os autores verificaram um comportamento periodicamente oscilante do escoamento na região interna da seção transversal e uma oscilação de amplitude pequena e de alta frequência na região exterior. Um comportamento não

perfeitamente periódico foi observado na região interna e uma oscilação turbulenta intermitente substancial na região exterior, quando  $Re = 5870$ . Para  $Re = 6730$ , o comportamento foi totalmente turbulento tanto na região interior como na região exterior da seção do tubo.

Webster e Humphrey (1993) investigaram quantitativamente o escoamento tridimensional em regime de transição em um tubo helicoidalmente enrolado de pequeno passo e acentuada curvatura ( $D/d = 18,2$ ), com observações visuais e medições com Laser Doppler Velocimetry (LDV). Os autores encontraram uma oscilação de baixa frequência na metade da seção transversal do escoamento em tubo helicoidal, enquanto nas proximidades da parede o escoamento permaneceu estável quando o  $Re$  estava entre 5060 e 6330. Para  $Re > 6330$ , observaram uma flutuação de alta frequência. De forma geral, os autores verificaram que quando o  $Re$  do escoamento em tubo helicoidalmente enrolado excede o valor requerido para a transição à turbulência em um tubo reto, ocorre uma espécie de “filtragem da turbulência”, onde as oscilações de alta frequência no escoamento são suprimidas. Eles descobriram escoamento laminar instável em  $Re = 5060$  e condições de escoamento totalmente turbulento em  $Re = 7170$ , o que é consistente com estudos anteriores (TAYLOR, 1929; SREENIVASAN; STRYKOWSKI, 1983; CIONCOLINI; SANTINI, 2006) sobre geometrias semelhantes.

Di Piazza e Ciofalo (2011) realizaram uma investigação numérica sobre a transição para a turbulência em tubos toroidais de razões  $D/d$  iguais a 10 e 3,33, submetendo-os a condições distintas de escoamento ( $3500 < Re < 14700$ ). Eles observaram diversos cenários para a transição, envolvendo soluções periódicas, quase-periódicas e caóticas que variavam em função da curvatura e do número de Reynolds. Para a geometria de razão  $D/d = 3,33$ , os autores verificaram a transição de um escoamento estacionário para um escoamento periódico entre  $4556 < Re < 4605$ . Para a geometria de razão  $D/d = 10$ , houve a transição de um escoamento estacionário para um escoamento quase-periódico – escoamento intermediário entre escoamento laminar e totalmente turbulento – em  $5139 < Re < 5208$ . O escoamento caótico foi obtido para  $Re > 7000$  para  $D/d = 10$  e  $Re > 8000$  para o caso de  $D/d = 3,33$ .

Kühnen *et al.* (2015) realizaram uma investigação experimental sobre a transição para a turbulência, considerando cinco tubos toroidais e nove tubos helicoidalmente enrolados (com passo negligenciável), para a faixa  $0,01 \leq d/D \leq 0,1$ . Os autores empregaram um sistema 2D-LDV para registrar séries temporais de velocidade na direção do escoamento principal (componente  $w$  do campo de velocidade) a fim de observar a partir de qual valor de número de Reynolds instabilidades surgiriam no escoamento. Como resultado, os autores verificaram a existência de instabilidade primária (bifurcação supercrítica de Hopf<sup>1</sup>) nos casos em que a curvatura do tubo era suficientemente grande ( $0,028 \leq d/D \leq 0,1$ ). Nestes casos, uma transição de vários estágios foi detectada. Após o surgimento da instabilidade supercrítica (para um primeiro número de Reynolds crítico) foi observada uma instabilidade secundária (para um segundo número de Reynolds crítico). A primeira instabilidade conduziu o escoamento a um regime periódico. Depois da segunda instabilidade, o escoamento tornou-se totalmente caótico. Porém, este tipo de instabilidade (bifurcação supercrítica de Hopf) não foi observada para os casos onde a curvatura era pequena ( $d/D \leq 0,028$ ). A medida com que a curvatura era ainda mais reduzida, o que os autores observaram foi uma transição semelhante à verificada em tubos retos (transição subcrítica<sup>2</sup>). O comportamento da curva  $Re_c - d/D$  verificado foi o seguinte: para o intervalo de curvaturas maiores  $0,028 \leq d/D \leq 0,1$ , quando  $d/D$  diminuía o valor do  $Re_c$  que marcava o surgimento da bifurcação supercrítica de Hopf era maior, enquanto que para o intervalo  $d/D \leq 0,028$ , quando  $d/D$  diminuía, o valor do  $Re_c$  que marcava o surgimento da transição subcrítica era menor. Com base nos resultados encontrados, os autores propuseram uma formulação para estimativa

---

<sup>1</sup> Esta bifurcação ocorre quando uma solução estacionária perde sua estabilidade para uma solução periódica. Matematicamente, é caracterizada pela existência de um par de autovalores complexos. A parte real informa o grau de instabilidade e a parte imaginária informa a sua frequência. É caracterizada por uma oscilação de alta amplitude que aumenta conforme aumenta o número de Reynolds.

<sup>2</sup> A transição subcrítica ocorre se a amplitude das perturbações no escoamento bem como o número de Reynolds excederem um limite mínimo. No regime de transição subcrítico o início da turbulência é adiado em comparação com tubos retos e ocorre em números de Reynolds consideravelmente maiores do que  $Re = 2040$  (o valor onde a turbulência torna-se sustentada em tubos retos) (KÜHNEN *et al.* (2015)).



do número de Reynolds que marca o surgimento da primeira instabilidade a qual torna o escoamento periódico (Equação 3.22).

$$Re_c = 77,2 \left( \frac{D}{d} \right) + 2438 \quad \text{Equação 3.22}$$

Diferente dos autores citados anteriormente, Yamamoto *et al.* (1995) estudaram os efeitos da torção sobre as características do escoamento em um tubo helicoidal para  $500 < Re < 20000$ . Os resultados mostraram que a torção teve um efeito desestabilizante sobre o fluxo, ao contrário do que ocorre com a curvatura. No entanto, os autores ressaltam que os efeitos da torção sobre o escoamento podem ser negligenciados desde que o parâmetro de torção  $\beta_0$  ( $\beta_0 = \frac{\tau}{\sqrt{2}\delta}$ ) seja inferior a 0,5. Além disso, observaram que o valor do  $Re_c$  diminui à medida que o parâmetro  $\beta_0$  aumenta até atingir um valor mínimo. Após atingir o valor mínimo, o valor do  $Re_c$  tende a crescer com o aumento  $\beta_0$ .

De forma geral, pode-se dizer que as principais características da transição em tubos curvados são as seguintes: a) a curvatura do tubo tem um efeito de estabilização em relação ao surgimento da turbulência; b) a torção pode ter um efeito de desestabilização em relação ao surgimento da turbulência (se o passo for negligenciável); c) a transição para a turbulência ocorre gradualmente e para valores maiores de número de Reynolds (em relação ao tubo reto); d) instabilidades supercríticas (bifurcação de Hopf) surgem no fluxo de transição (diferindo de tubos retos); f) não são observadas diferenças significativas quanto ao número de Reynolds crítico quando se está avaliando a transição em tubos toroidais e helicoidais de passo negligenciável; e, e) o escoamento turbulento em um tubo reto pode ser total ou parcialmente relaminarizado após passar através de um tubo helicoidalmente enrolado.

### 3.4 Dinâmica dos Fluidos Computacional

Os conceitos e equacionamentos que serão apresentados nesta seção foram extraídos de Rodi (1993), Wilcox (1998) e Versteeg e Malalasekera (2007).

#### 3.4.1 Equações governantes

A modelagem físico-matemática se baseia nos princípios da conservação da massa (Equação 3.23) e quantidade de movimento (Equação 3.24) para modelar escoamento isotérmico de um fluido. Esta modelagem é possível por meio do emprego de equações diferenciais que descrevem a variação temporal e espacial do escoamento.

##### Conservação da massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad \text{Equação 3.23}$$

$\frac{\partial \rho}{\partial t}$ : taxa de variação da massa por unidade de volume;

$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i}$ : fluxo líquido de massa por unidade de volume através da superfície de controle.

##### Conservação da quantidade de movimento

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \rho g_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + SM_i \quad \text{Equação 3.24}$$

$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}$ : taxa de variação de quantidade de movimento por unidade de volume;

$\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j}$ : fluxo líquido de quantidade de movimento por unidade de volume;

$\rho g_i$ : forças de corpo por unidade de volume;

$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$ : forças de superfície por unidade de volume;

$SM_i$ : termo fonte.

A equação constitutiva do tensor das tensões é dada pela Equação 3.25.

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad \text{Equação 3.25}$$

Nas equações descritas acima,

$u_i$ : velocidade instantânea na direção  $x_i$ ;

$p$ : pressão instantânea;

$\rho$  : densidade do fluido;

$\mu$  : viscosidade dinâmica;

$\delta_{ij}$ : delta de Kronecker

### **3.4.2 Modelagem da turbulência**

A turbulência pode ser definida como um estado de escoamento do fluido no qual as variáveis instantâneas exibem flutuações irregulares e aparentemente aleatórias (SOUZA *et al.*, 2011), ocorrendo quando as forças de inércia atuantes no fluido se tornam significativas em comparação com as forças viscosas. Essas flutuações, no tempo e no espaço, provocam um aumento significativo da transferência de massa, momento e energia. Esta característica de aleatoriedade faz com que uma abordagem determinística do fenômeno de turbulência seja extremamente dificultada.

Assim, uma abordagem estatística pode ser adotada para descrever a distribuição de velocidade e pressão do escoamento. Esta abordagem é conhecida como decomposição de Reynolds. O princípio desta decomposição é assumir que os valores instantâneos das variáveis do escoamento turbulento se comportam de

forma randômica ao redor dos valores médios. Assim, a equação de composição para uma variável genérica ( $\phi$ ) é dada pela Equação 3.26.

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \text{Equação 3.26}$$

Onde,  $\bar{\phi}$  corresponde ao valor médio da variável em análise e  $\phi'$  corresponde à flutuação em torno do valor médio.

Ao tomar uma média no tempo sobre muitos ciclos de flutuação, o termo da componente flutuante poderá ser desprezado. Ou seja,  $\bar{\phi}' = 0$ .

Assim, a equação de conservação da massa (Equação 3.27) e da quantidade de movimento (Equação 3.28) tomam o seguinte aspecto:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad \text{Equação 3.27}$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{\partial(\rho \bar{u}_i' u_j')}{\partial x_j} + \rho g_i \quad \text{Equação 3.28}$$

Como pode ser visto na Equação 3.28, surge um novo termo na equação de momento,  $-\overline{\rho u_i' u_j'}$ . Este termo, expressa os efeitos das flutuações da turbulência no escoamento médio e é denominado de tensão de Reynolds. Com o surgimento deste novo termo, surge um problema para solução da equação, haja vista que não existe nenhuma outra equação no sistema, implicando em menos equações do que variáveis para serem calculadas. Este é o problema de fechamento matemático da turbulência. Portanto, para solucionar o problema de fechamento é necessário introduzir no sistema novas equações para calcular o tensor de Reynolds. Neste contexto, é que surgem os modelos de turbulência baseados na decomposição de Reynolds – modelos de turbulência RANS (*Reynolds-averaged Navier-Stokes*). Destaca-se que existem outras técnicas de abordagem para a modelagem numérica da turbulência como a simulação numérica direta e a simulação das grandes escalas (LES) (SOUZA *et al.*, 2011). Porém, neste trabalho o enfoque será sobre os modelos

baseados na decomposição de Reynolds, por serem mais simples e possuírem menor custo computacional (BRIDGEMAN *et al.*, 2009).

#### 3.4.2.1 Modelos de turbulência

Os modelos de turbulência RANS podem ser categorizados em modelos de primeira ordem, os quais se fundamentam no conceito de viscosidade turbulenta onde se estabelece uma relação algébrica para o tensor de Reynolds por meio da hipótese de Boussinesq, e modelos de segunda ordem, os quais se fundamentam na resolução da equação de transporte para cada componente do tensor de Reynolds.

Boussinesq, em 1877, sugeriu que as tensões de Reynolds pudessem ser tratadas de forma semelhante às tensões viscosas, dada pela lei da viscosidade de Newton. Assim, estabeleceu uma relação entre as tensões de Reynolds ( $-\overline{\rho u_i' u_j'}$ ) e os gradientes de velocidade média do escoamento (Equação 3.29) (SOUZA *et al.*, 2011).

$$-\overline{u_i' u_j'} = \vartheta_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \text{Equação 3.29}$$

Onde,  $\vartheta_t$  é a viscosidade turbulenta e  $k$  é a energia cinética turbulenta (Equação 3.30).

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad \text{Equação 3.30}$$

Assim, para estimar o valor das tensões de Reynolds, basta determinar o valor da viscosidade turbulenta. Os modelos mais empregados para estimar os valores da viscosidade turbulenta são os modelos de duas equações, os quais descrevem a viscosidade turbulenta em função de dois parâmetros do escoamento. Neste caso, para cada parâmetro existe uma equação diferencial parcial. Os modelos de duas equações geralmente apresentam uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta ( $k$ ) e uma para algum outro parâmetro equivalente ( $\varepsilon$ , dissipação de energia cinética turbulenta, ou  $\omega$ , dissipação específica de energia cinética

turbulenta). Estes modelos assumem a premissa de que a isotropia local é satisfeita (BRIDGEMAN *et al.*, 2009). Oliveira (2014) destaca que dentre os diversos trabalhos que empregam análise CFD em tubos curvados ou enrolados helicoidalmente, a maioria aplica os modelos  $k - \varepsilon$  e  $k - \omega$ . Desta forma, adiante, apenas estes modelos serão apresentados.

#### Modelo $k - \varepsilon$ padrão

O modelo  $k - \varepsilon$ , descrito em Jones e Launder (1972), é um modelo de duas equações diferenciais que apresenta uma equação para o transporte da energia cinética turbulenta ( $k$ ) – variação das flutuações em velocidade – e outra para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\varepsilon$ ) – taxa na qual as flutuações de velocidade se dissipam.

Neste modelo, a viscosidade turbulenta é modelada conforme a Equação 3.31.

$$\vartheta_t = \frac{C_\mu \cdot k^2}{\varepsilon} \quad \text{Equação 3.31}$$

A equação de transporte para estimativa de  $k$  é dada pela Equação 3.32.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \vartheta + \frac{\vartheta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad \text{Equação 3.32}$$

$\frac{\partial k}{\partial t}$ : variação de  $k$  ao longo do tempo;

$\bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i}$ : transporte de  $k$  devido à convecção;

$\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ : taxa com que  $k$  é produzida; onde,  $\tau_{ij}$  é o tensor de Reynolds.

$\varepsilon$ : taxa com que  $k$  é dissipada;

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \vartheta + \frac{\vartheta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$ : soma da difusão molecular e difusão turbulenta de  $k$ .

A equação de transporte para estimativa de  $\varepsilon$  é dada pela Equação 3.33.

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \vartheta + \frac{\vartheta_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad \text{Equação 3.33}$$

O significado físico dos termos da equação acima é análogo ao descrito para a Equação 3.32.

Nas equações supracitadas,  $C_\mu = 0,09$ ,  $C_{\varepsilon 1} = 1,44$ ,  $C_{\varepsilon 2} = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1$  e  $\sigma_\varepsilon = 1,3$  são as constantes do modelo.

#### Modelo $k - \omega$ padrão

O modelo  $k - \omega$ , desenvolvido por Wilcox (1988), é um modelo de duas equações que apresenta uma equação de transporte para o cálculo da energia cinética turbulenta ( $k$ ) e outra para o cálculo da dissipação específica de energia cinética turbulenta ( $\omega$ ) também chamada de frequência de turbulência.

Neste modelo a viscosidade turbulenta é modelada conforme a Equação 3.34.

$$\vartheta_t = \frac{k}{\omega} \quad \text{Equação 3.34}$$

A equação de transporte para estimativa de  $k$  é dada pela Equação 3.35.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \vartheta + \vartheta_t \sigma_k \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad \text{Equação 3.35}$$

$\frac{\partial k}{\partial t}$ : variação de  $k$  ao longo do tempo;

$\bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i}$ : transporte de  $k$  devido à convecção

$\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ : taxa com que  $k$  é produzida; onde  $\tau_{ij}$  é o tensor de Reynolds.

$k\omega$ : taxa com que  $k$  é dissipada;

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \vartheta + \vartheta_t \sigma_k \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$ : soma da difusão molecular e difusão turbulenta de  $k$ .

A equação de transporte para estimativa  $\omega$  é dada pela Equação 3.36.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\vartheta + \vartheta_t \sigma_\omega) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad \text{Equação 3.36}$$

As constantes do modelo são  $\beta^* = 0,09$ ,  $\alpha = 5/9$ ,  $\beta = 0,075$ ,  $\sigma_k = 2$  e  $\sigma_\omega = 2$ .

Tanto o modelo  $k - \varepsilon$  padrão como o modelo  $k - \omega$  padrão apresentam vantagens e desvantagens. Wilcox (1988) demonstrou que o modelo  $k - \omega$  fornece uma solução mais aprimorada para a região viscosa em escoamentos mais complexos com a presença de gradientes adversos de pressão e fluxos separados. No que se a esse aspecto em particular, Bridgeman *et al.* (2009) destaca que o modelo  $k - \varepsilon$  não funciona bem. Sob esta condição, o modelo  $k - \varepsilon$  tende a superestimar a viscosidade turbulenta. O modelo  $k - \varepsilon$  também não é o mais adequado para simular escoamentos onde o fluido está em rotação ou escoamentos sobre superfícies curvas (ANSYS, 2013b).

No que se refere ao tratamento próximo à parede, duas abordagens podem ser utilizadas: método de baixo número de Reynolds e método de função de parede (ANSYS, 2013a). No primeiro método, são utilizadas malhas muito refinadas para solucionar as equações de transporte até a superfície, considerando o efeito viscoso perto da parede, resolvendo com detalhes o perfil da camada limite. Ele exige alto esforço computacional. Já no segundo método, são empregadas relações algébricas e empíricas para estimar os parâmetros do escoamento no primeiro elemento de malha próximo à parede, sem resolver a camada limite. Neste caso, o custo computacional é menor (quando comparado ao método anterior), haja vista que não exige uma malha muito refinada para simular a camada limite e não considera o efeito viscoso próximo à parede. Devido à ótima relação entre custo computacional e qualidade dos resultados, os métodos de função de parede são os mais utilizados em códigos comerciais (ANSYS, 2013a).

Como visto, no caso dos métodos de função de parede é necessário determinar a posição do primeiro elemento em relação à parede para saber em qual região ele se encontra dentro da camada limite. Esta distância pode ser estimada por meio do



parâmetro  $y^+$  (distância adimensional em relação à parede) (Equação 3.37). Em função de  $y^+$ , a camada limite pode ser dividida da seguinte forma: subcamada viscosa ( $0 \leq y^+ \leq 5$ ) onde as forças viscosas são dominantes; subcamada amortecedora ( $5 \leq y^+ \leq 30$ ), onde as forças viscosas e inerciais possuem igual importância; e subcamada logarítmica  $y^+ \geq 30$ , onde as forças inerciais são dominantes (PLETCHER *et al.*, 2012).

$$y^+ = \frac{\rho \cdot \Delta y \cdot u_\tau}{\mu} \quad \text{Equação 3.37}$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}} \quad \text{Equação 3.38}$$

Onde,  $u_\tau$  é a velocidade de atrito,  $\tau_\omega$  a tensão de cisalhamento na superfície e  $\Delta y$  a distância do ponto avaliado à superfície da parede.

Os métodos de função de parede empregados pelos modelos  $k - \varepsilon$  padrão e  $k - \omega$  padrão são o método escalonável e o método automático, respectivamente. O método escalonável define uma relação logarítmica entre a velocidade tangencial próxima à superfície e a tensão de cisalhamento na superfície, para  $y^+ \geq 11,067$ . Neste caso, a subcamada viscosa não é resolvida.

Já o método automático foi desenvolvido visando reduzir o custo computacional de uma abordagem à baixo Reynolds, o qual para modelos baseados na equação de  $\omega$  exigiria um refinamento de  $y^+ < 2$ . Ele utiliza formulações empíricas tanto para a subcamada viscosa como para a logarítmica. Por meio de uma ponderação simples, emprega a mais apropriada conforme o refino da malha local. Desta forma, permite uma mudança suave de uma formulação a baixo Reynolds para uma formulação baseada em funções de parede.

Em seu trabalho, Di Piazza e Ciofalo (2010) compararam os resultados de fator de atrito e transferência de calor em tubo helicoidalmente enrolado produzidos pelo modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  e outros modelos baseados na equação de  $\omega$ , com os resultados gerados por simulação numérica direta (DNS). Os modelos que se baseavam na equação de  $\omega$  produziram resultados em excelente concordância com

os verificados na DNS, para transferência de calor. Todavia, o modelo  $k - \varepsilon$  produziu resultados insatisfatórios. Quanto ao fator de atrito, ao comparar os resultados produzidos pelos modelos de turbulência com dados experimentais medidos por Cioncolini e Santini (2006), os modelos baseados na formulação  $\omega$  geraram resultados em boa concordância com os dados experimentais. Já o modelo  $k - \varepsilon$ , produziu resultados inadequados.

Avaliando o escoamento em um tubo helicoidalmente enrolado estudado por Yu et al. (2003), operando com Reynolds baixo ( $Re=2000$ ), Vaneli et al. (2013) compararam os perfis de velocidade axial produzidos pelos modelos de turbulência  $k - \varepsilon$ ,  $k - \omega$ , Shear Stress Transport (SST), BSL Reynolds Stress e  $\omega$ -Reynolds Stress com dados experimentais de velocidade medidos pelos autores. Como resultado, verificou-se que os modelos avaliados produziram um perfil de velocidade em boa concordância com os dados experimentais, com exceção do modelo  $k - \varepsilon$  padrão. O modelo  $k - \varepsilon$  produziu um perfil que destoou dos dados experimentais, especialmente nas regiões próximas à parede do tubo. Dentre os modelos de turbulência avaliados, aquele que se mostrou mais vantajoso foi o modelo  $k - \omega$  padrão, por representar bem os dados experimentais, ser um modelo simples e apresentar menor custo computacional quando comparado aos demais.

### **3.4.3 Método de discretização**

O aplicativo computacional CFX®, utilizado neste trabalho, emprega como método de discretização o método dos volumes finitos (FV-*finite volume*). O FV é um dos métodos de discretização mais aplicado na área de fluidodinâmica computacional. Este método visa obter equações aproximadas por meio da integração, no espaço e tempo, das equações de conservação da massa, momento e energia, dividindo o domínio em análise em volumes elementares. Após realizar a integração em todos os volumes elementares, o método permite a obtenção dos valores de todas as variáveis de interesse no centroide de cada volume elementar (nó computacional). Desta forma, é possível obter uma equação algébrica para cada um dos volumes elementares em função dos nós vizinhos (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

A malha numérica é a discretização do domínio computacional. Ela pode ser: estruturada, corresponde a uma malha cartesiana e por isso é mais simples; estruturada por blocos, onde existem duas ou mais subdivisões do domínio em que se produz malha com elementos maiores e malha com elementos menores; não estruturada, possui a vantagem de ser bastante flexível podendo ser refinada em locais específicos.

Dentre os esquemas de discretização mais utilizados no FV, destacam-se o discretização espacial *Upwind* e o de alta resolução. O primeiro é um esquema de primeira ordem, onde os termos são discretizados considerando apenas o nó adjacente no sentido da direção do fluxo. Uma deficiência deste esquema é que ele suaviza altos gradientes, não captando o gradiente real do problema físico. Já o segundo, é o esquema *Upwind* de primeira ordem incorporado um termo de correção numérica para a advecção, reduzindo os erros quando comparado ao esquema anterior (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

#### **3.4.4 Condição de contorno**

Para solucionar as equações de Reynolds, devem ser estabelecidas condições de contorno para entrada, saída, contornos sólidos e para os parâmetros de turbulência.

Na entrada, pode ser fornecida a vazão normal à entrada ou mesmo o valor da velocidade média.

Na saída, a vazão deve ser igual a da entrada e deve ser estabelecida uma condição para a pressão.

Nos contornos sólidos, devem ser definidas a rugosidade e a velocidade do fluido na parede.

As condições de contorno para os parâmetros de turbulência irão depender do modelo a ser empregado.

Entrada: especificar a intensidade de turbulência ou os valores dos parâmetros de turbulência característicos do modelo.

Saída: para os escalares são impostas restrições de gradiente constante

Contornos sólidos:

Para o modelo  $k - \varepsilon$  padrão, são válidas as seguintes funções de parede:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot \ln y^+ + B \quad k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad \varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa \cdot \Delta y} \quad \text{Equação 3.39}$$

Onde  $\kappa$  e  $B$  são constantes (geralmente  $\kappa = 0,41$  e  $B = 5,5$  para paredes lisas).

Para o modelo  $k - \omega$  padrão, as funções de parede padrão são dadas pela Equação 3.40.

$$k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu} \Delta y} \quad \omega = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu^{0,25} \cdot \kappa \cdot \Delta y} \quad \text{Equação 3.40}$$

No caso do tratamento automático, o valor de  $\omega$  pode ser estimado de duas formas (para a camada viscosa e logarítmica), dependendo do grau de refinamento da malha local:

$$\omega_{vis} = \frac{6 \cdot \vartheta}{\beta \cdot \Delta y^2} \quad \omega_{log} = \frac{u_\tau}{C_\mu^{0,25} \cdot \kappa \cdot \Delta y} \quad \text{Equação 3.41}$$

Onde  $\omega$  é estimado como na mistura:

$$\omega = \sqrt{(\omega_{vis})^2 + (\omega_{log})^2} \quad \text{Equação 3.42}$$

O perfil de velocidade de atrito é linear na subcamada viscosa e logaritmo na subcamada logarítmica. Na mistura, o cálculo é semelhante ao da equação 3.41.

## 4 METODOLOGIA

Visando melhorar a apresentação do texto e facilitar o entendimento, a metodologia empregada para se alcançar o objetivo geral deste trabalho encontra-se subdividida por objetivo específico, expondo os meios utilizados para a consecução de cada um deles.

### 4.1 Indicação da formulação para estimativa do número de Reynolds Crítico em tubos com curvatura que apresenta maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento que ocorrem no interior dessas unidades

Diversos autores (ITO, 1959; SCHMIDT, 1967; SRINIVASAN *et al.*, 1968; MISHRA; GUPTA, 1979; CIONCOLINI; SANTINI, 2006) têm proposto formulações para previsão do  $Re_c$  para tubos com curvatura, as quais foram concebidas partindo da medição da perda de carga do escoamento e avaliações nas descontinuidades dos perfis de fator de atrito. Cada formulação possui sua faixa de aplicação, umas com faixas mais restritas do que outras. Todavia, como visto no tópico 3.3, para a mesma faixa de aplicação, os resultados produzidos por cada uma das formulações, na tentativa de estimar o  $Re_c$ , podem diferir de forma considerável (KÜHNEN *et al.*, 2015; GHOBADI; MUZYCHKA, 2016). Isto dificulta a escolha de uma dada formulação para estimativa do valor do número de Reynolds crítico a fim de detectar o regime de escoamento.

Entende-se que a formulação de estimativa do valor do  $Re_c$  proposta por Kühnen *et al.* (2015) (Equação 3.22), representa de forma mais satisfatória o fenômeno de surgimento de turbulência haja vista que não partiu de dados globais do escoamento para inferir sobre o mesmo e sim de dados detalhados de séries de velocidade instantânea. Porém, a formulação proposta só é aplicável a uma faixa restrita a tubos de curvatura forte ( $D/d \leq 35,7$ ).

Desta forma, para as outras faixas de curvatura devem ser aplicadas algumas das formulações cujos dados partiram da avaliação do perfil do fator de atrito. Para saber

quais das formulações apresentam maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento que ocorrem no interior de tubos curvados, adotou-se os passos metodológicos descritos a seguir.

#### ***4.1.1 Análise comparativa das formulações de estimativa do valor do $Re_c$ – baseadas nos dados de fator de atrito***

Inicialmente, com base na revisão de literatura para cada uma das formulações supracitadas, buscou-se entender o processo para a sua concepção, se atentando, particularmente, para os seguintes aspectos: número de pontos experimentais, faixa de aplicação dos experimentos e formulação matemática concebida.

Para a avaliação das diferenças produzidas entre as formulações concebidas a partir da avaliação do perfil de fator de atrito (ITO, 1959; SCHMIDT, 1967; SRINIVASAN *et al.*, 1968; MISHRA; GUPTA, 1979) adotou-se a estratégia de aplicar cada uma das formulações para um mesmo intervalo de curvatura, respeitando suas respectivas faixas de aplicação.

Por meio da avaliação dos perfis gerados  $Re_c - D/d$  foi possível verificar as diferenças produzidas por cada formulação para faixas de curvatura distintas. Nesta etapa, tomou-se como referência de comparação a formulação proposta por Ito (1959), haja vista que, como apontado no tópico 3.3, as outras formulações são tentativas de aperfeiçoamento da mesma.

A partir do resultado encontrado, pôde-se afirmar se realmente, para uma mesma faixa de aplicação, os resultados produzidos por cada uma das formulações, na tentativa de estimar o valor do  $Re_c$ , podem diferir de forma considerável.

Feito isto, verificou-se a existência de diferença significativa entre as demais formulações e a proposta por Cioncolini e Santini (2006), haja vista que os autores foram os únicos a detectar duas descontinuidades no perfil de fator de atrito para tubos de curvatura média ( $30 < D/d < 110$ ) (ver tópico 3.3).

#### **4.1.2 Comparação entre os resultados produzidos pelas formulações e os dados experimentais de $Re_c$**

Nesta etapa, partindo dos dados experimentais de Reynolds crítico obtidos por Kühnen *et al.* (2015), aplicaram-se as formulações baseadas nos dados de fator de atrito a fim de verificar a capacidade das mesmas em estimar os dados experimentais.

Aquela formulação que estimou de forma mais satisfatória os dados experimentais para a faixa de curvatura média e fraca foi a escolhida.

Assim, para a estimativa do valor do  $Re_c$  para a faixa de curvatura forte foi indicada a formulação proposta por Kühnen *et al.* (2015) e para as demais faixas onde a formulação do autor não pôde ser aplicada, foi empregada a formulação baseada nos perfis de fator de atrito que melhor estima os dados experimentais de  $Re_c$ .

Por fim, com base nos resultados encontrados foram indicadas as formulações para estimativa do valor do número de Reynolds crítico com maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento que ocorrem no interior de tubos helicoidalmente enrolados.

### **4.2 Verificação do impacto de se empregar o modelo laminar na obtenção dos parâmetros hidrodinâmicos representativos dos FTHs que estão operando com Reynolds acima do seu valor crítico**

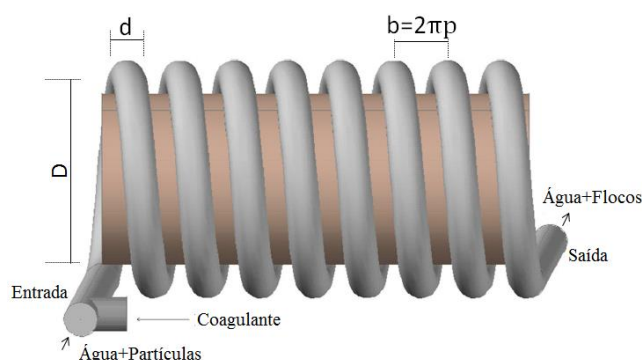
#### **4.2.1 Caracterização das configurações de FTHs estudadas**

As configurações estudadas no presente trabalho são as mesmas configurações estudadas por Oliveira (2014). As características de cada configuração podem ser visualizadas na Tabela 4.1.

Ao todo são 84 configurações de FTHs, divididas em 12 arranjos. Os arranjos de 1 a 6 (48 configurações) foram estudados no trabalho de Oliveira (2008) e os arranjos de 7 a 12 foram estudados no trabalho de Silva (2007).

Cada configuração de reator era composta por um tubo flexível, de parede lisa, seção circular constante e enrolado em torno de um cilindro rígido no sentido horizontal, como apresentado na Figura 4.1.

Figura 4.1: Floculador tubular helicoidal experimental.



Fonte: adaptado de Sartori *et al.* (2015).

O valor inicial da turbidez dos efluentes produzidos era de 50 uT. Este valor foi adotado em todas as configurações de FTHs. O coagulante empregado para auxiliar no processo de floculação foi o sulfato de alumínio. Após o efluente passar pelo FTH, ele seguiu para um tanque de decantação (velocidade de sedimentação de 0,021 cm/s) a partir do qual amostras do efluente foram coletadas para medição da turbidez. Tanto a turbidez remanescente como a turbidez inicial foram medidas por meio de um turbidímetro da marca Hach®, modelo 2100P, resolução de 0,01 uT e exatidão de  $\pm 2\%$ . A turbidez remanescente foi obtida em quintuplicata, para cada uma das configurações, onde o desvio médio observado foi de 5%.

Tabela 4.1: Características das configurações de FTHs estudados.

Arranjo	Configuração	d (m)	D (m)	p (m)	L (m)	Q (m³/s)
1	1	0,0095	0,1135	0,0022	2,63	1,67E-05
	2	0,0095	0,1135	0,0022	5,26	1,67E-05
	3	0,0095	0,1135	0,0022	10,53	1,67E-05
	4	0,0095	0,1135	0,0022	15,8	1,67E-05
	5	0,0095	0,1135	0,0022	21,07	1,67E-05
	6	0,0095	0,1135	0,0022	26,31	1,67E-05
	7	0,0095	0,1135	0,0022	31,58	1,67E-05
	8	0,0095	0,1135	0,0022	36,84	1,67E-05
2	9	0,0095	0,1135	0,0022	2,63	3,33E-05
	10	0,0095	0,1135	0,0022	5,26	3,33E-05
	11	0,0095	0,1135	0,0022	10,53	3,33E-05
	12	0,0095	0,1135	0,0022	15,8	3,33E-05



Arranjo	Configuração	d (m)	D (m)	p (m)	L (m)	Q (m³/s)
	13	0,0095	0,1135	0,0022	21,07	3,33E-05
	14	0,0095	0,1135	0,0022	26,31	3,33E-05
	15	0,0095	0,1135	0,0022	31,58	3,33E-05
	16	0,0095	0,1135	0,0022	36,84	3,33E-05
3	17	0,0127	0,1167	0,0027	2,96	1,67E-05
	18	0,0127	0,1167	0,0027	5,92	1,67E-05
	19	0,0127	0,1167	0,0027	8,88	1,67E-05
	20	0,0127	0,1167	0,0027	11,84	1,67E-05
	21	0,0127	0,1167	0,0027	14,8	1,67E-05
	22	0,0127	0,1167	0,0027	17,76	1,67E-05
	23	0,0127	0,1167	0,0027	20,72	1,67E-05
	24	0,0127	0,1167	0,0027	23,68	1,67E-05
4	25	0,0127	0,1167	0,0027	2,96	3,33E-05
	26	0,0127	0,1167	0,0027	5,92	3,33E-05
	27	0,0127	0,1167	0,0027	8,88	3,33E-05
	28	0,0127	0,1167	0,0027	11,84	3,33E-05
	29	0,0127	0,1167	0,0027	14,8	3,33E-05
	30	0,0127	0,1167	0,0027	17,76	3,33E-05
	31	0,0127	0,1167	0,0027	20,72	3,33E-05
	32	0,0127	0,1167	0,0027	23,68	3,33E-05
5	33	0,0159	0,1199	0,0032	1,89	3,33E-05
	34	0,0159	0,1199	0,0032	3,79	3,33E-05
	35	0,0159	0,1199	0,0032	5,68	3,33E-05
	36	0,0159	0,1199	0,0032	7,58	3,33E-05
	37	0,0159	0,1199	0,0032	9,47	3,33E-05
	38	0,0159	0,1199	0,0032	11,37	3,33E-05
	39	0,0159	0,1199	0,0032	13,26	3,33E-05
	40	0,0159	0,1199	0,0032	15,16	3,33E-05
6	41	0,0159	0,1199	0,0032	1,89	6,67E-05
	42	0,0159	0,1199	0,0032	3,79	6,67E-05
	43	0,0159	0,1199	0,0032	5,68	6,67E-05
	44	0,0159	0,1199	0,0032	7,58	6,67E-05
	45	0,0159	0,1199	0,0032	9,47	6,67E-05
	46	0,0159	0,1199	0,0032	11,37	6,67E-05
	47	0,0159	0,1199	0,0032	13,26	6,67E-05
	48	0,0159	0,1199	0,0032	15,16	6,67E-05
7	49	0,0095	0,0635	0,0022	21,07	5,00E-06
	50	0,0095	0,0635	0,0022	21,07	8,33E-06
	51	0,0095	0,0635	0,0022	21,07	1,67E-05
	52	0,0095	0,0635	0,0022	21,07	3,33E-05
	53	0,0095	0,0635	0,0022	21,07	6,67E-05
	54	0,0095	0,0635	0,0022	21,07	8,33E-05
8	55	0,0095	0,3175	0,0028	21,07	5,00E-06

Arranjo	Configuração	d (m)	D (m)	p (m)	L (m)	Q (m³/s)
	56	0,0095	0,3175	0,0028	21,07	8,33E-06
	57	0,0095	0,3175	0,0028	21,07	1,67E-05
	58	0,0095	0,3175	0,0028	21,07	3,33E-05
	59	0,0095	0,3175	0,0028	21,07	6,67E-05
	60	0,0095	0,3175	0,0028	21,07	8,33E-05
9	61	0,0127	0,0707	0,0033	11,84	5,00E-06
	62	0,0127	0,0707	0,0033	11,84	8,33E-06
	63	0,0127	0,0707	0,0033	11,84	1,67E-05
	64	0,0127	0,0707	0,0033	11,84	3,33E-05
	65	0,0127	0,0707	0,0033	11,84	6,67E-05
	66	0,0127	0,0707	0,0033	11,84	8,33E-05
10	67	0,0127	0,3167	0,0027	11,84	5,00E-06
	68	0,0127	0,3167	0,0027	11,84	8,33E-06
	69	0,0127	0,3167	0,0027	11,84	1,67E-05
	70	0,0127	0,3167	0,0027	11,84	3,33E-05
	71	0,0127	0,3167	0,0027	11,84	6,67E-05
	72	0,0127	0,3167	0,0027	11,84	8,33E-05
11	73	0,0127	0,3167	0,0080	11,84	5,00E-06
	74	0,0127	0,3167	0,0080	11,84	8,33E-06
	75	0,0127	0,3167	0,0080	11,84	1,67E-05
	76	0,0127	0,3167	0,0080	11,84	3,33E-05
	77	0,0127	0,3167	0,0080	11,84	6,67E-05
	78	0,0127	0,3167	0,0080	11,84	8,33E-05
12	79	0,0127	0,3167	0,0159	11,84	5,00E-06
	80	0,0127	0,3167	0,0159	11,84	8,33E-06
	81	0,0127	0,3167	0,0159	11,84	1,67E-05
	82	0,0127	0,3167	0,0159	11,84	3,33E-05
	83	0,0127	0,3167	0,0159	11,84	6,67E-05
	84	0,0127	0,3167	0,0159	11,84	8,33E-05

Para maiores detalhes sobre a modelagem física empregada pelas autoras ver Silva (2007) e Oliveira (2008).

#### **4.2.2 Simulações fluidodinâmicas preliminares**

As simulações fluidodinâmicas computacionais foram realizadas no aplicativo computacional CFX®, versão 14.5, empregando um computador com processador Intel® Xeon® E5-2650 de oito núcleos (16 threads), memória de 32 GB e HD de 1TB.

Para verificar o impacto de se ter empregado apenas o modelo laminar, no âmbito da modelagem fluidodinâmica computacional, para a aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos das configurações de FTHs que estavam operando com número de Reynolds acima do seu valor crítico, foi empregado, como contraponto, o modelo de turbulência  $k - \omega$ . A escolha pelo modelo de turbulência  $k - \omega$  é justificada baseando-se no balanço entre vantagens e desvantagens desta formulação, apresentadas no tópico 3.4.2.1. Como pôde ser visto, possui capacidade de representar de forma satisfatória as características do escoamento em tubos helicoidalmente enrolados, principalmente nas regiões próximas às paredes do tubo; é um modelo mais simples e de baixo custo computacional quando comparado a outros modelos de turbulência (VANELI *et al.*, 2013). Também foi ressaltado que o  $k - \omega$  apresenta outras vantagens como: o desempenho para resolução do escoamento para baixos números de Reynolds (ANSYS, 2013a); melhores resultados para escoamentos com gradientes de pressão adversos – a pressão estática cresce no sentido do escoamento – quando comparado a outros modelos de duas equações (MENTER, 1992). Esta vantagem é importante, considerando que uma das principais características do escoamento em tubos curvados é a presença do gradiente de pressão adverso originado pela força centrífuga que atua sobre o fluido (DUTTA; NANDI, 2015).

Para as simulações que empregaram o modelo laminar, foi empregada uma malha não estruturada com característica idêntica àquela utilizada por Oliveira (2014) (Tabela 4.2), haja vista que as configurações aqui simuladas foram as mesmas estudadas pela autora. A malha empregada possui características semelhantes a da Figura 4.3.

Tabela 4.2: Características da malha não estruturada empregada por Oliveira (2014).

<b>Valor percentual do tamanho máximo do elemento em relação ao diâmetro do tubo (m)</b>	<b>Valor percentual da espessura da camada de prismas próximo ao contorno sólido em relação ao diâmetro do tubo (m)</b>	<b>Nº de camadas de prismas</b>
10%	20%	10

Ressalta-se que a malha empregada para o modelo de turbulência  $k - \omega$  possivelmente será mais refinada que esta, especialmente nas regiões próximas à parede. No entanto, será garantida a independência de malha numérica para ambos os modelos (modelo laminar e modelo de turbulência), de forma a tornar possível a comparação entre os resultados produzidos pelos mesmos.

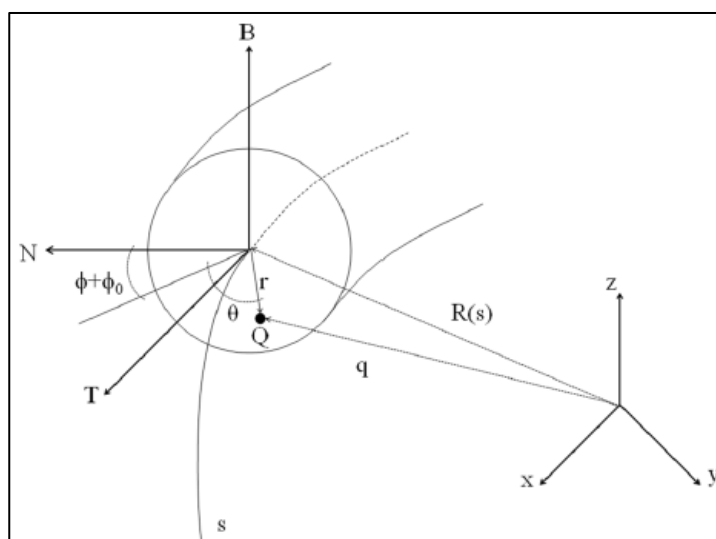
Destaca-se que o modelo laminar não foi calibrado devido à ausência de constantes que pudessem auxiliar na tentativa de melhorar seu ajuste. Quanto à validação, este modelo já foi validado por Sartori (2006), Motta e Pagano (2014) e Sartori (2015) para simulações fluidodinâmicas em tubos helicoidais, com características de escoamento semelhantes às estudadas no âmbito deste trabalho. Considerando que Oliveira (2014) também o validou para as mesmas configurações de FTHs que foram aqui estudadas, optou-se por não realizar nova validação.

Portanto, será apresentada nos tópicos seguintes, a metodologia adotada para realização do teste de malha, calibração e validação do modelo de turbulência  $k - \omega$ , apenas.

#### 4.2.2.1 Sistema de coordenadas empregado nas avaliações

O sistema de coordenadas empregado nas avaliações é ilustrado na Figura 4.2.

Figura 4.2: Sistema de coordenadas empregado nas análises.



Fonte: adaptado de Oliveira (2014).

Nesse sistema, as coordenadas das variáveis analisadas tomam como referência um eixo coordenado composto por uma componente tangencial à linha central do reator (T) (na direção do escoamento principal), uma componente normal a esta curva (N) (apontada para a parte mais externa da curvatura) e uma componente binormal (B), perpendicular às demais componentes.

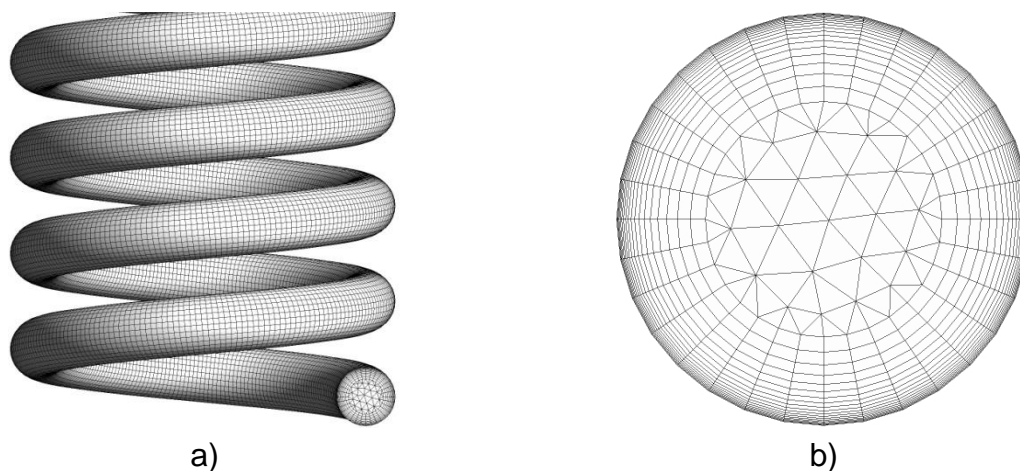
#### 4.2.2.2 Avaliação da independência da malha numérica

A simulação fluidodinâmica computacional (CFD) deve buscar independência do resultado obtido em relação à densidade da malha adotada. De forma geral, quanto mais fina a malha, mais precisos serão os resultados e maior o tempo e a capacidade de processamento necessários para realizar a simulação. Para assegurar essa independência, deve-se proceder a um teste de refinamento da malha, de tal forma que a partir de um certo ponto a continuidade do refinamento não cause alteração significativa do resultado encontrado.

A discretização do domínio computacional foi realizada com o emprego de uma malha não estruturada. O procedimento adotado no teste de independência de malha partiu da definição dos parâmetros a serem analisados e de simulações com malhas cada vez mais refinadas. Avaliou-se, então, os desvios resultantes da comparação entre o resultado produzido pela malha mais refinada e a menos refinada, para cada parâmetro. Para o teste de malha foram avaliados os seguintes parâmetros: velocidade axial e dissipação específica da energia cinética turbulenta. Assim, para avaliação da malha computacional, realizaram-se simulações com malhas cada vez mais refinadas, até chegar ao ponto em que as diferenças entre os valores de velocidade axial ( $<0,5\%$ ) e dissipação específica da energia cinética turbulenta ( $<3\%$ ) não apresentassem variações significativas entre a malha menos refinada e a malha mais refinada.

Para uma melhoria da qualidade dos resultados nas regiões próximas aos contornos sólidos da geometria, foi empregada a função *inflation*, a fim de criar camadas de elementos prismáticos paralelos à superfície da mesma. No processo de geração da malha aplicou-se o método *sweep* para garantir que em qualquer seção transversal do domínio as características da mesma fossem iguais (ver Figura 4.3).

Figura 4.3: Exemplo de malha não estruturada gerada pelo método sweep (Malha 3) (tabela 4.4). a) domínio computacional; b) detalhe das camadas de elementos prismáticos próximas à parede.



Na Figura 4.3b, observa-se próximo às paredes as camadas de elementos prismáticos (tomando 20% do diâmetro do tubo) e na região central uma malha composta por elementos tetraédricos. Ao todo contém 1.023.891 nós e 1.051.008 elementos.

Para o teste de independência de malha, utilizou-se uma das configurações estudadas por Webster e Humphey (1993). Os autores investigaram o escoamento em um tubo helicoidalmente enrolado (Tabela 4.3) usando velocimetria a base de Laser-Doppler, onde mediram as componentes do campo de velocidade para condições de escoamento distintas, variando o número de Reynolds de 3800 a 10500. O fluido empregado no estudo foi a água. A Tabela 4.3 apresenta as características da geometria adotada para a realização do teste de independência de malha.

Tabela 4.3. Características da geometria adotada no teste de independência de malha

Raio do tubo (mm)	Raio de enrolamento (mm)	Ângulo da hélice (Graus)	Nº de Voltas
19,05	346,5	3,4	5,25

A configuração de reator escolhida para o teste estava operando com  $Re = 10500$ . As condições de contorno adotadas para simulação fluidodinâmica computacional foram: vazão mássica correspondente ao valor de  $Re = 10.500$  ( $0,279 \text{ kg.s}^{-1}$ ) na

entrada; condição de não deslizamento na parede; pressão estática relativa igual a zero na saída.

Ao todo, foram construídas 6 malhas (Tabela 4.4). No processo de construção das malhas, variou-se o tamanho máximo dos elementos fixando a espessura da camada de primas em 20% do diâmetro do tubo. A razão de crescimento da espessura adotada foi de 20%, de forma a atender a condição de *Y plus* ( $y^+$ ) requerida pelo modelo de turbulência  $k - \omega$ . Atender a condição de  $y^+$  é importante, haja vista que o escoamento junto às paredes apresenta elevados gradientes das variáveis de interesse, de modo que é fundamental garantir uma quantidade suficiente de malhas que permita capturar o fenômeno físico que ocorre nesta região.

O parâmetro  $y^+$  é definido como uma distância adimensional a partir da parede. Ele é descrito em função da distância entre a parede e o nó mais próximo a ela ( $\Delta y$ ), do diâmetro da seção circular ( $d$ ) e do número de Reynolds ( $Re$ ). Conforme descrito por ANSYS (2013b), pode ser estimado pela Equação 4.1

$$\Delta y = d \cdot y^+ \cdot \sqrt{74} \cdot Re^{-13/14} \quad \text{Equação 4.1}$$

Segundo ANSYS (2013a), para o modelo de turbulência  $k - \omega$  deve-se adotar  $y^+$  menor ou igual a 2. Desta forma, para utilizar apenas uma malha e realizar diversas simulações em uma ampla faixa de número de Reynolds, foi considerado na estimativa de  $\Delta y$  o número de Reynolds máximo igual a 16000 e valor de  $y^+$  igual a 1,5. Substituindo os respectivos valores na Equação 4.1, obteve-se  $\Delta y = 6,37875 \cdot 10^{-5} m$ . Assim para todos os valores de número de Reynolds simulados abaixo do Reynolds máximo, a distância entre a parede e o primeiro nó ( $\Delta y$ ) estará de acordo com a condição  $y^+ \leq 1,5$ .

Definida a espessura da primeira camada de prismas, calculou-se o número de camadas de primas necessárias para atingir a espessura total correspondente a 20% do diâmetro do tubo, com uma taxa de crescimento da espessura de cada camada de 20%. Para isso, empregou-se a equação de soma de progressão geométrica (Equação 4.2).

$$N = \ln \left\{ 1 + \left[ S_o \cdot \frac{(q - 1)}{\Delta y} \right] \right\} / \ln q \quad \text{Equação 4.2}$$

Onde, N: número de camadas de primas;  $S_o$ : espessura total da camada de primas, correspondente a 20% do tamanho do diâmetro; q: razão de crescimento da espessura de cada camada de prima;  $\Delta y$ : espessura da primeira camada de prisma.

Ao aplicar a Equação 4.2, estimou-se um número de camadas de primas igual a 18. Desta forma, a Tabela 4.4 apresenta as características de cada uma das seis malhas empregadas no teste de independência.

Tabela 4.4: Características das malhas empregadas no teste de independência.

Malha	Tamanho máximo do elemento (m)	Espessura da camada de prismas (m)	Nº de camadas	$\Delta Y$ (m)	Nós	Tempo de processamento
1	0,005715 (15% d)	0,00762 (20% d)	18	6,3788E-05	883328	$0,12 \cdot T_{ref}$
2	0,004572 (12% d)				1457924	$0,27 \cdot T_{ref}$
3	0,00381 (10% d)				2045142	$0,40 \cdot T_{ref}$
4	0,003429 (9% d)				2504673	$0,55 \cdot T_{ref}$
5	0,003048 (8% d)				3262317	$0,70 \cdot T_{ref}$
6	0,002667 (7% d)				4156665	$T_{ref}^{[1]}$

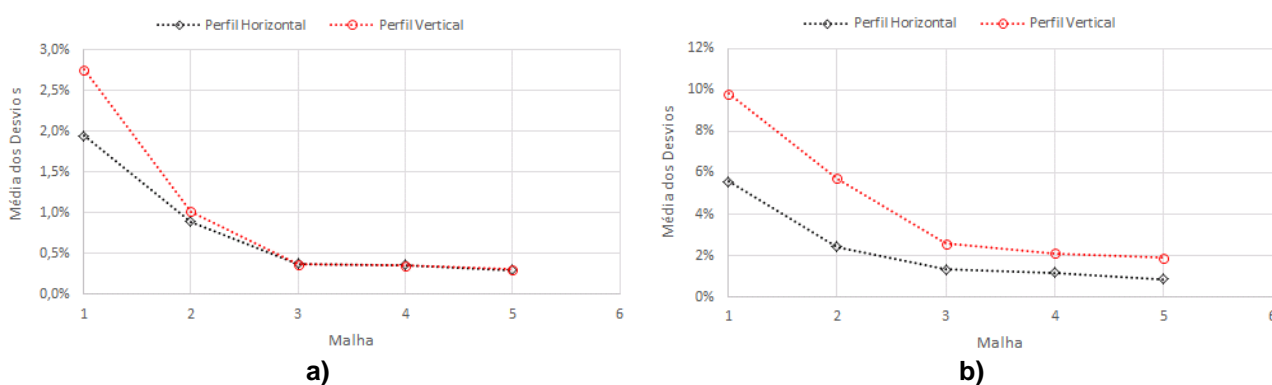
[1] Tempo de processamento de 9,30E+04 segundos.

A amostragem dos perfis horizontal e vertical de velocidade axial e de dissipação específica da energia cinética turbulenta – parâmetros escolhidos para o teste de malha – foi realizada na seção transversal referente à quinta volta mais um quarto (5,25) da configuração estudada (Tabela 4.3). Os pontos de amostragem foram



obtidos sobre uma linha reta horizontal e uma vertical coincidentes com o diâmetro do tubo, criadas no CFX-Post. Ao todo foram amostrados 100 pontos em cada perfil. Em cada ponto, determinou-se o desvio entre os valores produzidos por cada uma das malhas empregadas e os valores gerados pela malha de referência (mais refinada). Obtidos os desvios pontuais, calculou-se a média dos desvios produzidos dos parâmetros normalizados, para cada malha. A Equação 4.15 foi empregada para o cálculo dos desvios pontuais. Os resultados referentes à média dos desvios pontuais dos valores de velocidade axial e dissipação específica normalizadas, são apresentados na Figura 4.4.

Figura 4.4: Média dos desvios dos valores resultante da comparação de cada malha com a malha tomada como referência – Malha 6. a) velocidade axial normalizada; b) dissipação específica de energia cinética turbulenta normalizada.



Verifica-se na Figura 4.4 que a média dos desvios pontuais se tornou assintótica a partir da malha 3, ou seja, não existem variações significativas nos perfis dos parâmetros velocidade axial e dissipação específica de energia cinética turbulenta quando se compara ambos perfis com os respectivos perfis produzidos pela malha mais refinada (Malha 6). Outros parâmetros também apresentaram comportamento similar no teste de independência de malha como: energia cinética turbulenta, vorticidade e gradientes de velocidade. Desta forma, para todas as simulações fluidodinâmicas onde houve o emprego do modelo  $\kappa - \omega$ , utilizaram-se malhas com as mesmas características da malha 3.

#### 4.2.2.3 Calibração do modelo fluidodinâmico computacional

A calibração consiste no ajuste de parâmetros/coeficientes vinculados ao modelo computacional cujo objetivo é fazer com que o mesmo possa representar da melhor

forma possível o processo físico que se tem interesse. Neste trabalho, empregou-se um coeficiente intrínseco ao modelo de turbulência  $k - \omega$ , para calibrá-lo. No processo de calibração, adotou-se a mesma configuração de reator empregada na etapa do teste de independência de malha (Tabela 4.3), operando com um  $Re = 10500$ .

O parâmetro  $\beta^*$  – coeficiente do modelo de turbulência  $k - \omega$  – foi empregado para a calibração. Os coeficientes dos modelos de turbulência são fixados baseando-se em uma série de experimentos e configurações de escoamento. Portanto, podem ser melhor ajustadas para o caso específico em análise (no caso, escoamento monofásico, incompressível, permanente e isotérmico em tubos helicoidalmente enrolados). A escolha por este coeficiente se deveu ao fato do mesmo impactar na forma como se modela o processo de produção-dissipação de energia cinética turbulenta, haja vista que ele regula a taxa com que a energia cinética turbulenta é dissipada (ver Equação 3.35).

O valor do coeficiente  $\beta^*$  no modelo de turbulência  $k - \omega$  é igual a 0,09 (MENTER, 1993). Desta forma, para a calibração do modelo, realizou-se uma série de simulações variando o valor do parâmetro  $\beta^*$  de 50% a 125% de seu valor *default* (0,09), totalizando oito simulações (Tabela 4.5).

Tabela 4.5: Variações no parâmetro  $\beta^*$  para a calibração do modelo de turbulência  $k - \omega$ .

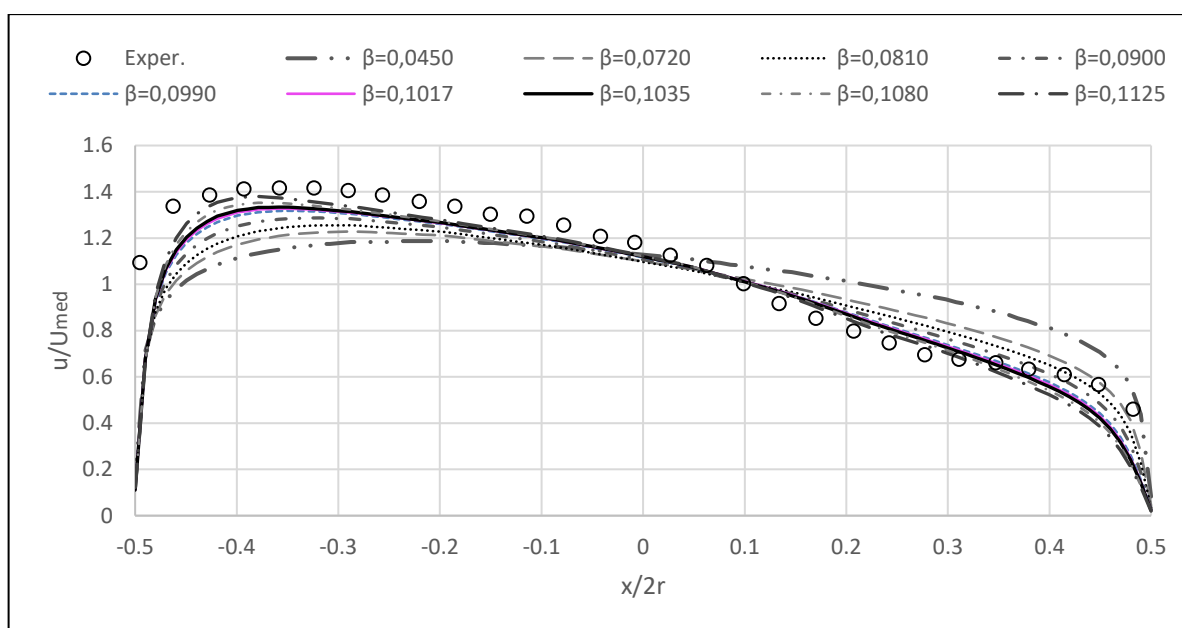
Simulação	$\beta^*$	% relativa ao valor default de $\beta^*$
Simulação 1	0,045	50%
Simulação 2	0,072	80%
Simulação 3	0,081	90%
Simulação 4	0,09	-
Simulação 5	0,099	110%
Simulação 6	0,1035	115%
Simulação 7	0,108	120%
Simulação 8	0,1125	125%

Após as simulações, os resultados gerados por cada uma delas foram comparados aos dados experimentais de velocidade axial medidos por Webster e Humprehey (1993). Os valores pontuais de velocidade axial foram tomados na seção da quinta volta do tubo, onde os autores mediram o campo de velocidade. Em cada ponto,

determinou-se o desvio (Equação 4.15) entre os valores estimados pela simulação e os dados experimentais. Por fim, calculou-se a média dos desvios relativos pontuais.

A Figura 4.5 apresenta os perfis de velocidade axial normalizada produzidos por cada uma das oito simulações e o perfil de velocidade axial experimental.

Figura 4.5: Perfis de velocidade axial normalizada produzidos com a variação do coeficiente  $\beta^*$ , ao longo do eixo normal ao escoamento principal.



Observa-se que na porção mais externa da curvatura do tubo helicoidal ( $-0,5 \leq x/2r < -0,3$ ), os perfis resultantes das simulações melhor se ajustam aos dados experimentais quanto maior for o valor do coeficiente  $\beta^*$  adotado. O mesmo ocorre na porção central ( $-0,3 \leq x/2r \leq 0,3$ ). Todavia, percebe-se que isso não ocorre na porção mais interna ( $0,3 < x/2r \leq 0,5$ ), onde os valores de velocidade axial são menores. A Tabela 4.6 apresenta os valores das médias dos desvios pontuais produzidos por cada uma das simulações ao estimar os dados experimentais de velocidade.

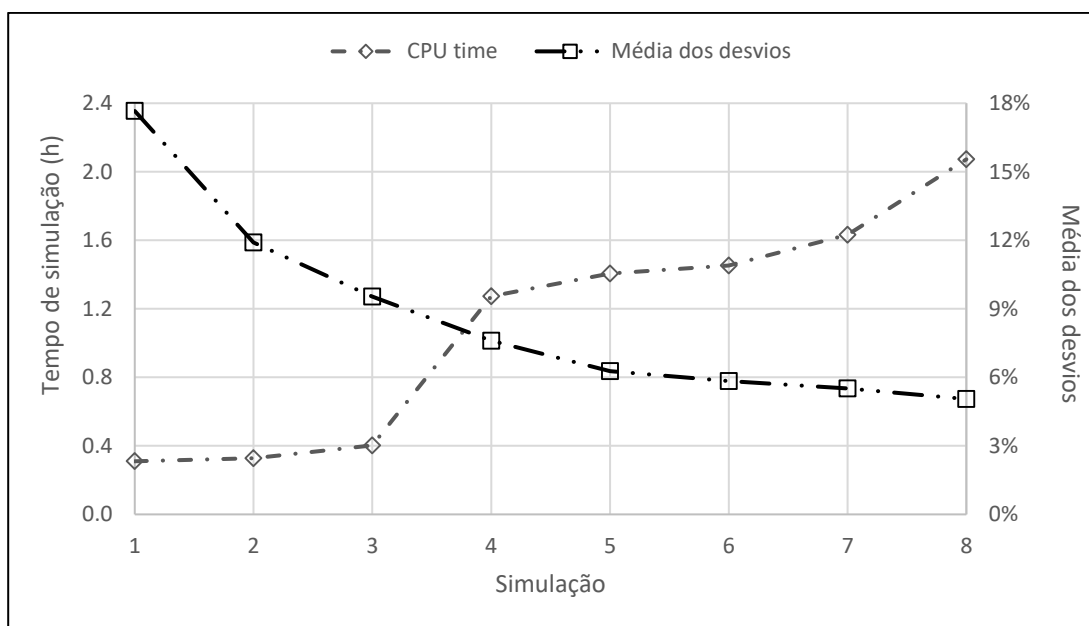
Tabela 4.6: Média dos desvios pontuais produzidos por cada uma das simulações.

Simulação	$\beta^*$	% relativa ao valor default de $\beta^*$	Média dos desvios	Tempo de CPU (h)
Simulação 1	0,045	50%	17,66%	0,31
Simulação 2	0,072	80%	11,91%	0,33
Simulação 3	0,081	90%	9,54%	0,40
Simulação 4	0,09	-	7,60%	1,27
Simulação 5	0,099	110%	6,27%	1,41

Simulação	$\beta^*$	% relativa ao valor default de $\beta^*$	Média dos desvios	Tempo de CPU (h)
Simulação 6	0,1035	115%	5,84%	1,45
Simulação 7	0,108	120%	5,52%	1,63
Simulação 8	0,1125	25%	5,05%	2,07

Nota-se que quanto maior o valor do coeficiente, menor a média dos desvios produzidos. No entanto, maior o custo computacional. Isto é percebido na Figura 4.6.

Figura 4.6: Variação da média dos desvios pontuais e do tempo de simulação com a variação do coeficiente  $\beta^*$ .



Observa-se que a simulação 8 ( $\beta^*=0,1125$ ) apresenta o menor desvio, no entanto é a que possui o maior custo computacional; o oposto ocorre na simulação 1 ( $\beta^* = 0,045$ ). Constata-se que a partir da simulação 5, o decaimento do desvio estabiliza entre 6% e 5% e a partir da simulação 6, o tempo de processamento se eleva consideravelmente. Nota-se que a diferença de custo computacional entre a simulação 5 e a simulação 6 é muito pequena e os resultados produzidos por esta última são um pouco melhores (produz erro menor). Neste contexto, para todas as configurações de FTHs que estavam operando com Reynolds acima do seu valor crítico, empregou-se o modelo de turbulência  $k - \omega$  implementado com o coeficiente  $\beta^* = 0,1035$ .

#### 4.2.2.4 Validação do modelo fluidodinâmico computacional

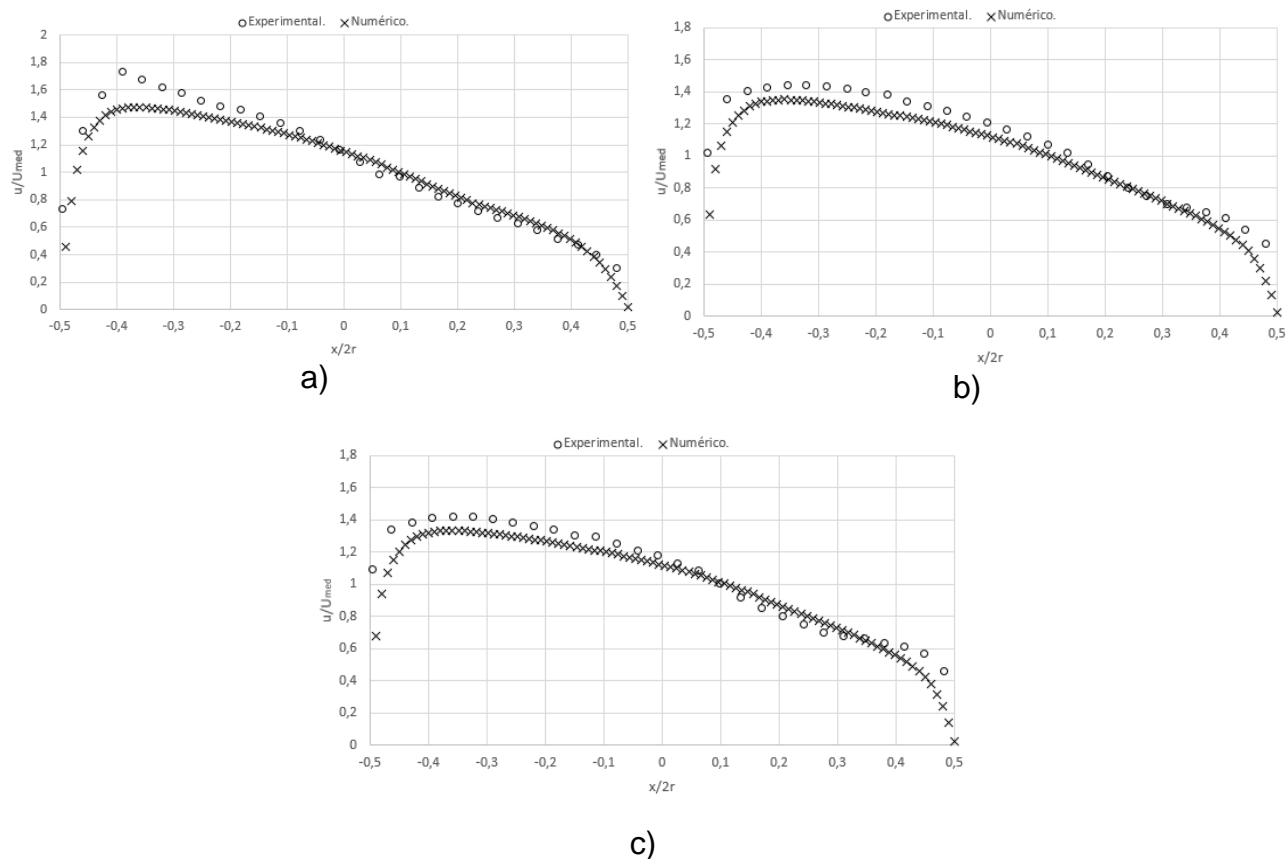
A validação consiste no processo que determina se a simulação computacional representa a realidade física. Ela avalia a ciência nos modelos conceituais por meio da comparação com resultados experimentais.

O procedimento metodológico adotado para a validação do emprego do modelo de turbulência  $k - \omega$ , baseou-se na tentativa de reproduzir, com o modelo fluidodinâmico computacional, dados experimentais relativos ao campo de velocidade em tubos helicoidalmente enrolados, obtidos por Webster e Humphey (1993) e Yu *et al.* (2003), e dados experimentais de fator de atrito obtidos por Cioncolini e Santini (2006), para diversas condições de escoamento. Quanto aos dados experimentais obtidos por Webster e Humphey (1993), optou-se por realizar as simulações dos casos onde o escoamento no tubo helicoidal possuía número de Reynolds mais elevados. Estes correspondiam aos seguintes valores: 3800, 8650 e 10500. A Figura 4.7 apresenta a comparação entre os perfis de velocidade axial normalizada obtidos experimentalmente e estimados pelo modelo  $k - \omega$ . De forma geral, pode-se verificar, para as três condições de escoamento, um bom ajuste do modelo na previsão da velocidade axial.

Para o caso onde o  $Re = 3800$  (Figura 4.7a), a média dos desvios pontuais produzidos ao estimar os dados experimentais foi de 6,7%, o desvio máximo observado foi de 14,1% na região próximo à parede. Verifica-se que o modelo computacional apresentou tendência em subestimar os valores de velocidade na região  $-0,5 < \frac{x}{2r} < 0$  – parte mais externa da curvatura. Enquanto que na parte interna  $0 < \frac{x}{2r} < 0,4$ , houve tendência em superestimar os valores de velocidade. No caso onde  $Re = 8650$  (Figura 4.7b), o desvio relativo médio produzido ao estimar os dados experimentais foi de 6,1% e o desvio máximo de 13,7%. Constata-se melhor ajuste aos dados experimentais quando comparado ao caso anterior, especialmente na região mais externa da curvatura. Verifica-se que o modelo computacional apresentou leve tendência a subestimar os valores de velocidade. Já no caso onde  $Re = 10500$  (Figura 4.7c), a média dos desvios pontuais produzidos foi a menor entre os casos avaliados, 5,9% e o desvio máximo foi de 13,2%. Neste caso, houve

uma tendência a superestimar os valores de velocidade na região  $0,1 < \frac{x}{2r} < 0,3$  e de subestimar nas demais regiões.

Figura 4.7: Perfil de velocidade axial ao longo do eixo normal ao escoamento principal. a)  $Re = 3800$ ; b)  $Re = 8650$ ; c)  $Re = 10500$ . Parâmetros geométricos (WEBSTER; HUMPRHEY, 1993):  $r=0,01905m$ ;  $R=0,3465m$ ;  $b=0,1295$ .

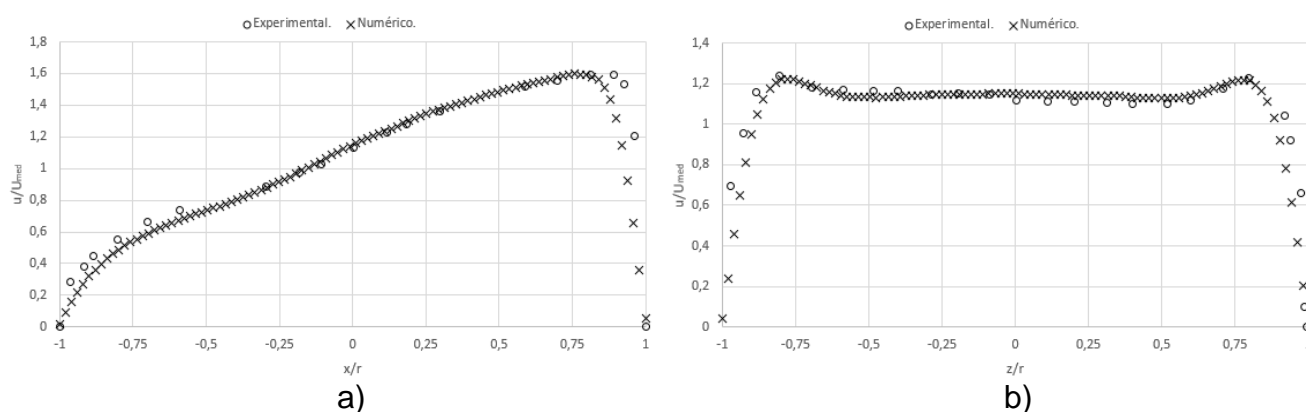


Segundo Webster e Humprey (1993), a incerteza na medição das componentes do campo de velocidade na maior parte dos dados é de  $\pm 3\%$ . No entanto, os autores destacam que para as medições realizadas próximas à parede do tubo, a incerteza experimental é significativamente maior que 3%. Neste contexto, mesmo com as discrepâncias verificadas na Figura 4.7, pode-se afirmar que os valores simulados reproduziram de forma satisfatória os dados experimentais de velocidade axial, tanto para baixos números de Reynolds (3800) quanto para valores mais elevados (8650 e 10500).

Também se utilizou, para fins de validação, os dados experimentais referentes ao perfil vertical e horizontal de velocidade axial, obtidos por Yu *et al.* (2003). Optou-se por simular o experimento com maior número de Reynolds estudado pelos autores,

$Re = 2000$ . De forma geral, pode-se verificar um bom ajuste do modelo na previsão da velocidade axial (Figura 4.8).

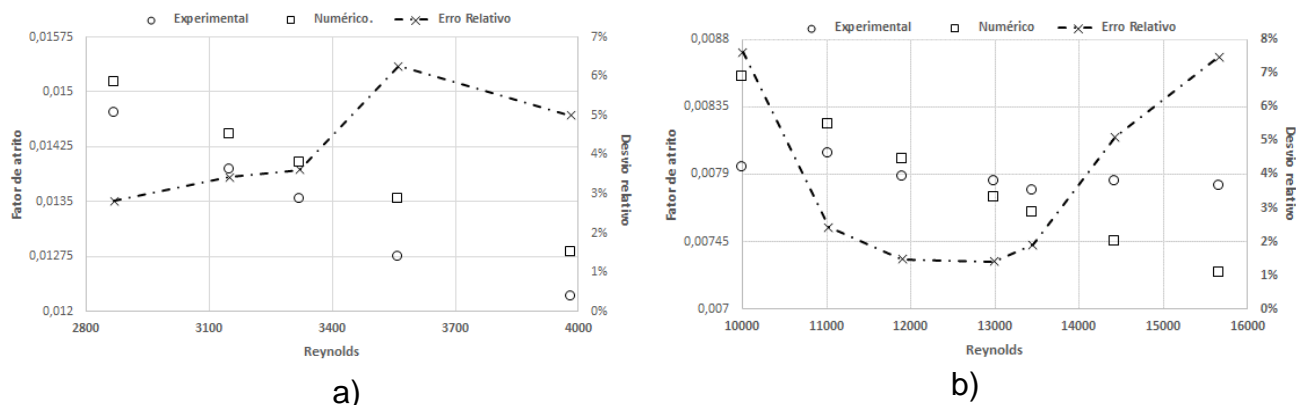
Figura 4.8: Perfil de velocidade para  $Re = 2000$ . a) Perfil ao longo do eixo normal; b) Perfil ao longo do eixo binormal. Parâmetros geométricos (YU *et al.*, 2003):  $r = 0,0047\text{m}$ ;  $R = 0,0637$ ;  $b=0,0318$ .



Nota-se na Figura 4.8, o maior afastamento entre os dados experimentais e os estimados pelo modelo nas regiões próximas às paredes do tubo helicoidal. Segundo Yu *et al.* (2003) as medidas nessas regiões são as que podem apresentar as maiores incertezas experimentais devido à absorção das paredes do tubo. Os autores estimaram uma incerteza máxima da ordem de 6% para as componentes de velocidade, na maioria dos dados medidos. A média dos desvios pontuais produzidos pelo modelo ao estimar os dados experimentais de velocidade ao longo do eixo normal ao escoamento (Figura 4.8a) e binormal ao escoamento (Figura 4.8b) foi de 5,2% e 3,9%, respectivamente. Desta forma, pode-se afirmar que os valores simulados reproduziram de forma satisfatória os dados experimentais de velocidade axial, em ambos perfis.

Além dos dados de velocidade axial utilizou-se, para fins de validação, dados de fator de atrito de uma das configurações helicoidais estudadas por Cioncolini e Santini (2006). O fator de atrito experimental foi calculado através da estimativa da variação da pressão total entre a segunda e a terceira voltas do tubo. Ao todo foram simuladas doze condições de escoamento, considerando baixos números de Reynolds e elevados números de Reynolds (Figura 4.9).

Figura 4.9: Perfil de fator de atrito para escoamento: a) com baixo Re; b) com valores mais elevados de Re. Parâmetros geométricos (CIONCOLINI; SANTINI, 2006):  $r = 0,00522\text{m}$ ;  $R = 0,18445$ ;  $b = 0,02$ .



Observa-se na Figura 4.9a, que o desvio produzido pelo modelo numérico ao estimar o fator de atrito experimental, para cada uma das cinco condições de escoamento simuladas, varia de 2,8% a 6,3%. Já na Figura 4.9b, nota-se que o desvio produzido, para cada uma das sete condições de escoamento simuladas, varia de 1,4% a 7,6%.

Considerando que as incertezas experimentais do fator de atrito e do número de Reynolds são da ordem de 3,6% e 1%, respectivamente (CIONCOLINI; SANTINI, 2006) e levando-se em conta que em outros trabalhos (CALIS *et al.*, 2001; BARTAK *et al.*, 2002 apud SARTORI, 2006) de dinâmica de fluidos computacional, empregados a diversas áreas da engenharia, os desvios médios observados são da ordem de 10%, pode-se afirmar que tanto em condição de escoamento de baixo número de Reynolds (Figura 4.9a) como para condições de escoamento com número de Reynolds mais elevado (Figura 4.9b), o modelo de turbulência  $k - \omega$  reproduz de modo satisfatório dados experimentais de fator de atrito.

Diante do que foi apresentado nesta seção, o modelo fluidodinâmico computacional foi considerado validado, dentro das limitações, pois reproduz o fenômeno físico do escoamento em tubos enrolados helicoidalmente operando em condições distintas, tanto para baixo número de Reynolds quanto para valores mais elevados.



#### 4.2.2.5 Condições de contorno empregadas nas simulações

As características gerais do escoamento simulado em todas as configurações de FTHs estudados neste trabalho são: escoamento isotérmico; monofásico, onde o fluido é a água à temperatura ambiente; e, permanente.

As condições de contorno na entrada do domínio computacional são: vazão mássica normal à fronteira, ou seja, assumiu-se um fluxo de massa uniforme em toda entrada, e para as especificações relativas à turbulência adotaram-se os valores dos parâmetros  $k$  e  $\omega$ .

Para estimativa dos valores de  $k$  e  $\omega$ , realizou-se uma primeira simulação a fim de verificar os valores médios dos respectivos parâmetros na entrada do domínio computacional. Nesta simulação adotou-se intensidade de turbulência média como condição de contorno para a modelagem da turbulência. Depois, tomaram-se os valores de  $k$  e  $\omega$  obtidos na primeira simulação, implementando-os como condição de contorno em uma segunda simulação. Neste processo, constatou-se que a segunda simulação convergiu de forma mais rápida que a primeira, reproduzindo o mesmo resultado (perfis de velocidade e de parâmetros de turbulência). Desta forma, optou-se por fornecer os valores dos parâmetros  $k$  e  $\omega$  como condição de contorno, ao invés da intensidade de turbulência, para as simulações que empregaram o modelo de turbulência.

Para estimar  $k$  e  $\omega$ , a fim de implementá-los como condição de contorno na estrada do domínio computacional, foram utilizadas a Equação 4.3 e a Equação 4.4, respectivamente, conforme orienta ANSYS (2013b). Verificou-se que os valores dos parâmetros estimados pelas equações estão na mesma ordem de grandeza que os estimados nas simulações preliminares.

$$k = \frac{3}{2} \cdot (U \cdot I)^2 \quad \text{Equação 4.3}$$

Onde,  $k$ : energia cinética turbulenta ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ );  $U$ : velocidade média do escoamento ( $\text{m/s}$ );  $I$ : intensidade de turbulência,  $I = 0,16 * (Re)^{-1/8}$ .

$$\omega = \frac{0,09^{-0,25} \cdot \sqrt{k}}{l_c} \quad \text{Equação 4.4}$$

Onde:  $\omega$ : taxa de dissipação específica da energia cinética turbulenta ( $s^{-1}$ );  $l_c$ : escala de comprimento da turbulência (m),  $l_c = 0,038 \cdot d$ .

Adotou-se como condição de contorno na saída do domínio computacional: pressão estática relativa igual a zero (a pressão de referência do domínio é de 1 atm).

Nos contornos sólidos da parede, foi adotada: condição de não deslizamento (componentes do vetor velocidade nulas) e parede lisa.

O esquema de interpolação adotado para a discretização das equações de conservação foi o de alta resolução (ver 3.4.3) e o critério de tolerância utilizado foi o erro máximo da ordem de  $10^{-3}$  para todas as variáveis (massa, componentes da velocidade,  $k$  e  $\omega$ ).

#### **4.2.3 Metodologia para aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos representativos do escoamento em FTHs**

A metodologia empregada para a aquisição dos valores dos parâmetros hidrodinâmicos foi a mesma que a empregada por Oliveira (2014). Para a aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos, foi considerada a característica axialmente invariante verificada nos escoamentos em tubos helicoidalmente enrolados (ver tópico 3.2.2.3), após o comprimento de entrada. Isto permitiu tomar apenas uma seção transversal do escoamento como representativa do comportamento de toda a unidade.

##### **4.2.3.1 Gradiente médio de velocidade ( $G_m$ )**

A metodologia proposta para obtenção do  $G_m$  partiu do cálculo do valor quadrático médio dos valores dos gradientes de velocidade pontuais,  $G_p$  (Equação 4.5). Os valores do  $G_p$  foram obtidos em uma seção representativa do escoamento, devido à

característica axialmente invariante em FTHs. Esta seção corresponde à quarta volta do tubo.

$$G_p = \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right]^{0,5} \quad \text{Equação 4.5}$$

Assim, para o cálculo do valor do  $G_m$  empregou-se a Equação 4.6.

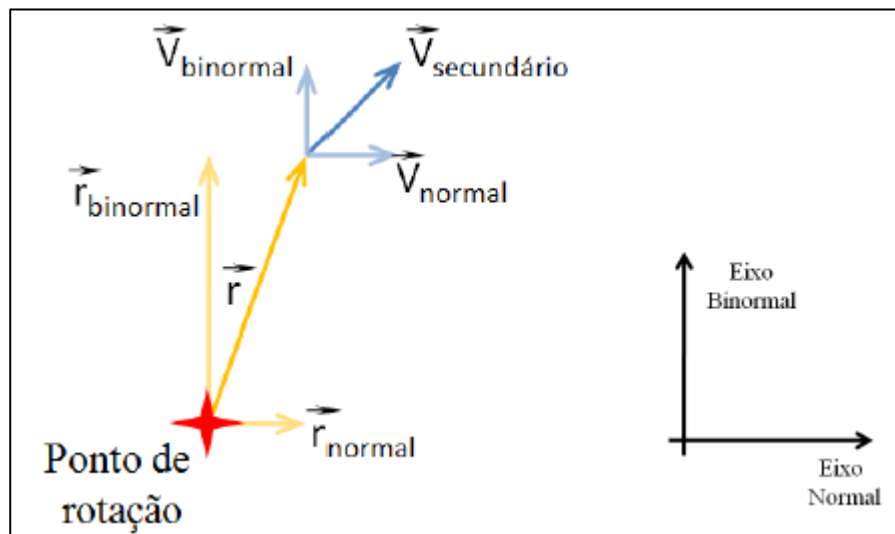
$$G_m = \sqrt{\frac{G_{p1}^2 + G_{p2}^2 + \dots + G_{pn}^2}{n}} \quad \text{Equação 4.6}$$

Onde,  $n$  é o número de elementos discretos na seção transversal avaliada.

#### 4.2.3.2 Swirl number ( $Sn$ )

Para o cálculo do swirl number realizou-se a decomposição do campo de velocidade em suas componentes axial (tangencial), normal e binormal. Além disso, foi necessária a decomposição do respectivo vetor posição associado ao vetor velocidade. O ponto de rotação tomado como referência para o cálculo do parâmetro foi núcleo dos vórtices formados na seção transversal do tubo (ver Figura 4.10).

Figura 4.10: Ilustração da decomposição do vetor posição e das componentes do escoamento secundário.



Fonte: Oliveira (2014).

De posse de todos os valores das componentes do campo de velocidade e do vetor posição, calculou-se o swirl number empregando a Equação 4.7.

$$Sn = \frac{\sum_{i=1}^n [(\vec{r}_{normal,i} \times \vec{V}_{binormal,i}) + (\vec{r}_{binormal,i} \times \vec{V}_{normal,i})] \vec{V}_{axial,i} \Delta \vec{A}_i}{r \cdot \sum_{i=1}^n \vec{V}_{axial,i} \vec{V}_{axial,i} \Delta \vec{A}_i} \quad \text{Equação 4.7}$$

Assim, como o gradiente médio de velocidade, o swirl number foi obtido baseando-se em uma seção representativa do escoamento (quarta volta), devido à característica axialmente invariante em FTHs.

#### 4.2.3.3 Energia cinética específica média ( $\overline{E_{ce}}$ )

Para a aquisição da energia cinética específica média, via modelagem fluidodinâmica computacional, empregou-se a Equação 4.8.

$$\overline{E_{ce}} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{v^2}{2} \quad \text{Equação 4.8}$$

No modelo de estimativa de eficiência de remoção de turbidez, as variáveis independentes são parâmetros adimensionais (ver tópico 3.2.3). O parâmetro ( $E_{adm}$ ) empregado neste trabalho para a energia cinética específica média é o mesmo que foi proposto por Oliveira (2014), definido pela razão entre  $\overline{E_{ce}}$  e o produto  $Q \cdot \mu$  (vazão e viscosidade absoluta do fluido, respectivamente) (Equação 4.9).

$$E_{adm} = \frac{\overline{E_{ce}}}{Q \cdot \mu} \quad \text{Equação 4.9}$$

Destaca-se que este parâmetro foi obtido avaliando uma linha de fluxo do escoamento, que parte do centro da seção transversal após o comprimento de entrada (quarta volta).

#### 4.2.3.4 Helicidade ( $H$ )

Para o cálculo da helicidade foi necessário a obtenção das componentes do vetor velocidade e do vetor vorticidade, em uma seção representativa do reator (quarta volta). O valor deste parâmetro foi obtido por meio do emprego da Equação 4.10.

$$H = \frac{1}{A} \cdot \sum_{i=1}^n \vec{V}_i \cdot \vec{\omega}_i \Delta A_i \quad \text{Equação 4.10}$$

Onde,  $n$  é o número de elementos discretos no domínio avaliado;  $A$ : área da seção do escoamento;  $\Delta A$ : área obtida pela discretização do domínio avaliado.

A forma adimensional ( $H_{adm}$ ) empregada neste trabalho para a helicidade é a mesma que foi proposta por Oliveira (2014), definida como o produto entre  $H$  e a razão  $T_d/U$  (tempo teórico de detenção e velocidade média, respectivamente) (Equação 4.11).

$$H_{adm} = H \cdot \frac{T_d}{U} \quad \text{Equação 4.11}$$

#### 4.2.3.5 Gradiente médio de pressão normal ( $GP$ )

A metodologia proposta para obtenção do  $GP$  partiu do cálculo do valor quadrático médio dos valores dos gradientes de pressão pontuais ( $GP_p$ ) agindo na direção normal ao escoamento principal, de forma semelhante à metodologia adotada no cálculo do gradiente médio de velocidade. O gradiente de pressão normal pontual é dado pela Equação 4.12.

$$GP_p = \frac{\partial P}{\partial n} \quad \text{Equação 4.12}$$

Os valores do  $GP_p$  foram obtidos em uma seção representativa do escoamento, devido à característica axialmente invariante em FTHs. Esta seção corresponde à

quarta volta do tubo. Assim, para o cálculo do valor do  $GP$  empregou-se a Equação 4.13.

$$GP = \sqrt{\frac{GP_{p1}^2 + GP_{p2}^2 + \dots + GP_{pn}^2}{n}} \quad \text{Equação 4.13}$$

Onde,  $n$  é o número de elementos discretos na seção transversal avaliada.

A forma adimensional ( $GP_{adm}$ ) do gradiente médio de pressão proposta para inserção no modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez – gradiente médio da pressão normal adimensional –, é dada pela Equação 4.14. Definida como a razão entre o gradiente médio de pressão e a pressão dinâmica por unidade de comprimento, expressando o quanto a variação da pressão na direção normal corresponde à variação da pressão na direção tangente ao escoamento.

$$GP_{adm} = \frac{GP \cdot L}{\rho U^2} \quad \text{Equação 4.14}$$

O emprego do comprimento ( $L$ ) do FTH no processo de adimensionalização do gradiente médio de pressão é justificado pensando no efeito que o mesmo exerce sobre a eficiência de remoção de turbidez. “[...] eficiência de remoção de turbidez aumenta até um valor máximo e depois decresce com o aumento do comprimento dos reatores” (OLIVEIRA, 2008).

Considerando que os FTHs apresentam a característica axialmente invariante dos perfis de escoamento (YU *et al.*, 2003; OLIVEIRA, 2014) e tomando-se dois FTHs hipotéticos de mesmos parâmetros geométricos ( $d$ ,  $D$  e  $p$ ) e operando sobre mesma condição de escoamento, pode-se afirmar que o gradiente médio de pressão normal não varia de forma significativa de um reator para outro, independente da diferença de comprimento (nº de voltas) entre os dois<sup>3</sup>. Porém, apesar de possuírem gradiente médio de pressão iguais, os dois FTHs hipotéticos de comprimentos distintos,

---

<sup>3</sup> Após o comprimento de entrada.

possuirão eficiências de processo diferentes. Desta forma, ao considerar na adimensionalização o parâmetro  $L$ , o parâmetro adimensional resultante ( $GP_{adm}$ ) passa a ser maior para o FTH de maior comprimento fazendo com que o  $GP_{adm}$  se correlacione melhor com as variações da eficiência do processo de floculação. Isto não seria possível, caso se empregasse na adimensionalização outros parâmetros geométricos característicos de tubos helicoidais como diâmetro do tubo, diâmetro de enrolamento e passo, pois o parâmetro adimensional produzido seria o mesmo para os dois reatores, independente dos seus respectivos comprimentos.

A lógica acima é análoga a do número de Camp ( $Ca$ ) (Equação 3.3) – expresso pelo produto entre o gradiente médio de velocidade e o tempo teórico de detenção. Na equação do  $GP_{adm}$  o comprimento do reator apresenta papel similar ao tempo teórico de detenção na equação de  $Ca$ . No caso do  $Ca$ , o tempo teórico de detenção pondera o instante a partir do qual os flocos deixaram de ser formados e passam a ser rompidos mantido o mesmo gradiente médio de velocidade. De modo análogo ao que ocorre quando se aumenta o comprimento do reator, a variação da eficiência de remoção de turbidez aumenta até um valor máximo e depois decresce com o aumento do tempo de processo.

#### ***4.2.4 Análise da capacidade de predição dos modelos matemáticos de estimativa da eficiência de remoção de turbidez***

Como visto no tópico 3.2.3, Oliveira (2014) concebeu um modelo linear (Equação 3.11) e um modelo não linear (Equação 3.12) para estimativa da eficiência de remoção de turbidez em FTHs. A partir da avaliação dos desvios médio e máximo e do coeficiente de determinação produzidos por cada um dos modelos, apontou o modelo não linear como referência.

Todavia, apesar do modelo não linear ter produzido um coeficiente de determinação maior que o modelo linear, destaca-se que o segundo produziu desvios relativos médios menores que o primeiro.

Neste sentido, para analisar a capacidade de predição da eficiência de remoção de turbidez de cada um dos modelos matemáticos propostos (não linear e linear), a fim

de adotar um dos modelos como referência para atender o objetivo específico associado a esta etapa metodológica, realizou-se uma reanálise das estatísticas produzidas por ambos os modelos apresentadas por Oliveira (2014), levando em consideração outros aspectos como: complexidade de operacionalização do modelo, complexidade de interpretação das relações entre as variáveis dependentes ou conjunto de variáveis dependentes na eficiência do processo de floculação e capacidade de ambos os modelos em reproduzir o comportamento da eficiência de remoção de turbidez ao longo do tempo de processo da floculação.

A partir desta análise, pôde-se tomar um dos modelos como referência para as avaliações que foram desenvolvidas ao longo deste trabalho, como: avaliação do impacto no modelo de estimativa de remoção de turbidez de referência, de se ter empregado apenas o modelo laminar na modelagem fluidodinâmica computacional dos FTHs que estavam operando com número de Reynolds maior que o seu valor crítico e proposição de aperfeiçoamento do modelo tomado como referência.

#### ***4.2.5 Avaliação comparativa entre os valores dos parâmetros hidrodinâmicos obtidos a partir do emprego do modelo laminar e do modelo $k-\omega$ nos FTHs que estavam operando com $Re$ acima do $Re_c$***

No âmbito da modelagem fluidodinâmica computacional, Oliveira (2014) empregou apenas o modelo laminar para a aquisição dos valores dos parâmetros hidrodinâmicos (Gradiente médio de velocidade, Helicidade, Swirl number e energia cinética específica média) utilizados na regressão que produziu o modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto pela autora, independentemente de se as configurações estavam operando com  $Re$  acima do seu valor crítico. Este fato levantou a dúvida de qual impacto resultante na qualidade do ajuste do modelo produzido, por não ter considerado a modelagem da turbulência nas configurações que estavam operando acima do valor do  $Re_c$ .

Desta forma, para realização desta etapa metodológica, foi necessário identificar quais das 84 configurações de FTHs (Tabela 4.1) estavam operando com número de Reynolds maior que o seu valor crítico. Para isso, valeu-se das formulações para



estimativa do número de Reynolds crítico e respectivas faixas de aplicação encontradas por meio da metodologia descrita no tópico 4.1.3.

Definidas as configurações, realizou-se nova modelagem fluidodinâmica. Desta vez, no âmbito da modelagem, empregou-se o modelo de turbulência  $k - \omega$ . Com a modelagem, foi possível obter os valores dos parâmetros hidrodinâmicos estimados pelo modelo  $k - \omega$ . De posse desses valores, realizou-se uma avaliação comparativa, para cada configuração de FTH identificada, da diferença entre os valores dos parâmetros hidrodinâmicos observados quando se emprega o modelo Laminar e o modelo  $k - \omega$  na modelagem fluidodinâmica. A diferença foi quantificada por meio do cálculo do desvio relativo entre os resultados produzidos por cada um dos modelos.

#### ***4.2.6 Análise do impacto no modelo proposto por Oliveira (2014) de se ter empregado o modelo Laminar na modelagem do escoamento em FTHs que estavam operando com $Re$ acima do $Re_c$***

Nesta etapa metodológica, avaliou-se o impacto na qualidade do ajuste do modelo matemático de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), ao se empregar apenas o modelo Laminar na modelagem fluidodinâmica dos FTHs que estavam operando com  $Re$  acima do  $Re_c$ .

Para fins de avaliação do impacto, realizou-se nova regressão, substituindo os valores dos parâmetros hidrodinâmicos obtidos com o emprego do modelo Laminar pelos valores obtidos com o modelo  $k - \omega$ , para as configurações de FTHs que estavam operando com  $Re$  acima do  $Re_c$ .

Desta forma, compararam-se as estatísticas produzidas pelo modelo proposto por Oliveira (2014) (Modelo original – empregando apenas o modelo Laminar para aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos) com as estatísticas produzidas pelo modelo ajustado, obtido após emprego do modelo  $k - \omega$ . A análise comparativa permitiu verificar se houve melhorias (impacto positivo) no ajuste do modelo matemático de estimativa da eficiência de remoção de turbidez quando foram

inseridos os dados dos parâmetros hidrodinâmicos calculados a partir do uso do modelo  $k - \omega$ .

As estatísticas utilizadas na análise comparativa foram: erro padrão da estimativa ( $S_e$ ) (Equação 4.20) que mede o desvio médio entre os valores reais da variável dependente (eficiência de remoção de turbidez) e os valores estimados pelo modelo de regressão, sendo um indicativo de quão bem a variação na variável dependente é descrita; a soma dos quadrados dos resíduos (SQR) (Equação 4.17) que fornece uma medida global do quanto o modelo não conseguiu explicar os dos experimentais, impactando diretamente no valor do coeficiente de determinação ( $R^2$ ); e como complementação, o resíduo máximo da estimativa ( $R_{\max}$ ), que diferente das demais estatísticas não fornece uma visão global, mas pontual, e indica o máximo desvio observado na tentativa de estimar a variável dependente.

#### **4.2.7 Análise de dados**

##### **4.2.7.1 Desvio relativo**

O cálculo do desvio relativo empregado neste trabalho partiu da Equação 4.15.

$$\text{Desvio relativo} = \frac{|\text{valor}_{\text{estimado } j} - \text{valor}_{\text{referência } j}|}{\text{valor}_{\text{referência } j}} \quad \text{Equação 4.15}$$

O desvio relativo médio corresponde à média dos desvios relativos observados e o desvio relativo máximo corresponde ao valor máximo dos desvios relativos observados.

##### **4.2.7.2 Estatísticas do modelo de regressão**

A seguir são apresentadas as estatísticas empregadas para avaliação e análise dos resultados produzidos pelo modelo de regressão.

Resíduo ( $e$ ): dado pela Equação 4.16, corresponde à diferença entre a variável resposta observada  $Y_i$  e a variável resposta estimada  $\hat{Y}_i$

$$e = Y_i - \hat{Y}_i \quad \text{Equação 4.16}$$

O resíduo máximo corresponde ao máximo valor de resíduos observado e o resíduo médio corresponde à média de todos os resíduos observados.

Soma dos quadrados dos resíduos (SQR): dado pela Equação 4.17, fornece uma medida global do quanto o modelo não conseguiu explicar os dados observados.

$$SQR = \sum_{i=1}^n (Y_i - \hat{Y}_i)^2 \quad \text{Equação 4.17}$$

Média dos quadrados dos resíduos (MQR): dado pela Equação 4.18, corresponde a razão entre a soma dos quadrados dos resíduos ( $SQR$ ) e o graus de liberdade associado aos mesmos ( $n - m - 1$ ). Assim, quando maior o grau de liberdade menor será o valor de  $MQR$ . Esta é uma estatística importante para comparação entre dois modelos que apresentam número distinto de variáveis independentes.

$$MQR = \frac{SQR}{n - m - 1} \quad \text{Equação 4.18}$$

Onde,  $n$  é o número de observações e  $m$  o número de variáveis independentes.

Coeficiente de determinação ajustado ( $R^2_{ajus}$ ), dado pela Equação 4.19, auxilia na avaliação de modelos com diferentes números de variáveis independentes, haja vista que penaliza a inclusão de variáveis pouco explicativas no modelo, o que não ocorre no coeficiente de determinação ( $R^2$ ). Destaca-se que Oliveira empregou, em suas avaliações, o  $R^2$ .

$$R^2_{ajus} = 1 - \left( \frac{n - 1}{n - (m + 1)} \right) (1 - R^2) \quad \text{Equação 4.19}$$

Erro padrão da estimativa ( $S_e$ ): dado pela Equação 4.20, corresponde ao desvio padrão dos valores previstos da variável dependente ao redor da linha de regressão estimada. Ele informa de modo aproximado a magnitude do erro entre os valores

obtidos das estimativas e os valores da variável dependente fornecidos pela amostra.

$$S_e = \sqrt{\frac{SQR}{n-2}} \quad \text{Equação 4.20}$$

Onde, SQR é a soma dos quadrados dos resíduos com  $(n - 2)$  graus de liberdade.

### **4.3 Averiguação da variação na qualidade do ajuste do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), após a inserção do gradiente médio de pressão normal como variável independente**

#### ***4.3.1 Análise do nível de significância dos parâmetros hidrodinâmicos no modelo matemático linear de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014)***

Esta etapa metodológica consiste na análise de quais parâmetros hidrodinâmicos são realmente significantes, do ponto de vista estatístico, no modelo de regressão proposto por Oliveira (2014). Esta análise prévia foi necessária para identificar os parâmetros considerados insignificantes, a fim de que os mesmos não interferissem nas avaliações / análises posteriores.

Para análise do nível de significância dos parâmetros hidrodinâmicos no modelo matemático, avaliaram-se a estatística valor-p dos coeficientes da regressão e o intervalo de confiança dos mesmos. O valor-p é uma estatística que sugere a probabilidade de se estar errado ao rejeitar que o coeficiente da regressão de uma dada variável independente é diferente de zero (ou seja, que o coeficiente possui um valor significativo). Quanto menor o valor-p, maior a confiabilidade de o coeficiente estimado ser diferente de zero. O nível de significância usualmente empregado como limite é 0,05 (5%), indicando que com 95% de confiabilidade pode-se afirmar que o coeficiente da regressão estimado é significativamente diferente de zero.

Desta forma, os parâmetros que produziram um valor- $p > 0,05$ , foram considerados com alto potencial de insignificância para o modelo de regressão. A análise do intervalo de confiança foi empregada para confirmar os resultados com a estatística valor- $p$ , haja vista que indica o grau de incerteza quanto aos valores que cada coeficiente pode assumir.

Esta análise permitiu retirar parâmetros do modelo original (OLIVEIRA, 2014) e realizar nova regressão múltipla com os parâmetros remanescentes, gerando um novo modelo.

Nas análises estatísticas empregou-se o *software* Excel®.

#### **4.3.2 Avaliação do impacto da inserção do gradiente médio de pressão normal no modelo de estimativa de remoção de turbidez**

Como visto no tópico 3.2.2.2, o gradiente de pressão normal ao escoamento principal em tubos com curvatura está associado ao surgimento do escoamento secundário. Para avaliar sua relação com o surgimento do escoamento secundário, compararam-se perfis de velocidade axial, de gradiente de pressão normal e de escoamento secundário em configurações de FTHs com razões de curvatura distintas e sobre diferentes condições de escoamento. Baseando-se na análise dos perfis observados, pôde-se perceber a influência do gradiente de pressão normal na intensidade do escoamento secundário.

Realizada esta análise, foi proposta a inserção deste parâmetro hidrodinâmico no modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez desenvolvido por Oliveira (2014).

Desta forma, o *modelo sugerido* para a estimativa de remoção de turbidez levou em consideração os seguintes aspectos:

- a) os novos valores dos parâmetros hidrodinâmicos obtidos com o emprego do modelo de turbulência  $k - \omega$  para as configurações de FTHs que estavam operando com Reynolds maior que o crítico (ver tópico 5.2.3);
- b) a retirada dos parâmetros hidrodinâmicos considerados insignificantes;

- c) e, a inserção do parâmetro gradiente médio de pressão adimensional ( $GP_{adm}$ ) no modelo.

Para verificar a melhoria na qualidade do ajuste promovida pelo *modelo sugerido*, compararam-se as estatísticas produzidas por ele com as estatísticas produzidas pelo “*Modelo original ajustado*” que corresponde ao modelo linear originalmente concebido por Oliveira (2014) considerando o emprego do modelo  $k - \omega$  na aquisição dos valores dos parâmetros hidrodinâmicos para as configurações de FTHs que estavam operando com  $Re$  acima do seu valor crítico, garantindo assim, que a única diferença entre os dois modelos é a presença do parâmetro  $GP_{adm}$ , ou seja, todas as melhorias ocorridas foram apenas em função da inserção do novo parâmetro.

A comparação entre as estatísticas produzidas pelo *modelo original ajustado* e pelo *modelo sugerido* permitiu verificar o quanto o segundo modelo melhor se ajusta aos dados experimentais. Finalizada esta comparação, realizou-se nova análise do nível de significância das variáveis independentes do *modelo sugerido*, a fim de observar se alguma variável se tornou insignificante após a inclusão do parâmetro  $GP_{adm}$  no modelo. A análise do nível de significância foi semelhante à descrita no tópico 4.3.1. Os parâmetros identificados como insignificantes foram excluídos do *modelo sugerido*.

Por fim, verificaram-se as diferenças entre o modelo originalmente concebido por Oliveira (2014) e o modelo sugerido neste trabalho, no que se refere a capacidade de prever o comportamento da eficiência de remoção de turbidez ao longo do tempo de processo e do número de Reynolds. Para isso, plotaram-se os perfis produzidos por cada um dos modelos comparando-os com o perfil experimental.

Destaca-se que nas análises estatísticas empregou-se o *software* Excel<sup>®</sup>.

### 4.3.3 Análise da confiabilidade estatística do modelo de regressão

Para avaliar se o *modelo sugerido* produz resultados confiáveis do ponto de vista estatístico, verificou-se o atendimento de algumas hipóteses básicas da regressão linear. As hipóteses avaliadas foram: homocedasticidade<sup>4</sup>, ausência de *outliers* e distribuição aproximadamente normal dos resíduos.

Para verificar a existência de *outlier* e homocedasticidade, plotou-se um gráfico da variação dos resíduos padronizados<sup>5</sup> da regressão em função dos valores de eficiência de remoção de turbidez estimados pelo *modelo sugerido*.

Para verificar a hipótese de que os resíduos da regressão seguem uma distribuição aproximadamente normal, empregou-se a estatística de Anderson-Darling. Esta estatística mede o quão bem os dados se aproximam de uma determinada distribuição (NAGHETTINI; PINTO, 2007). Caso o valor-p do teste de Anderson-Darling for menor do que o nível de significância de 0,05, conclui-se que os dados não seguem a distribuição especificada (no caso, a distribuição normal). Estimou-se o valor desta estatística com auxílio do *software* comercial Action Stat 3.1.

---

<sup>4</sup> Homocedasticidade refere-se ao pressuposto de que a variável dependente exibe níveis iguais de variância em toda a gama da variável prevista pelo modelo (HAIR *et al.*, 2009). Caso a variância dos resíduos não seja constante, ou seja, se a medida que os valores previstos pelo modelo aumentarem os resíduos também aumentem, tem-se a heterocedasticidade.

<sup>5</sup> Resíduo padronizado corresponde à razão entre o resíduo observado e o desvio padrão do conjunto de todos os resíduos produzidos. Estes resíduos têm média zero e variância aproximadamente igual a um.

## 5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados encontrados e as respectivas discussões estão subdivididos por objetivo específico.

### 5.1 Indicação da formulação para estimativa do número de Reynolds Crítico em tubos com curvatura que apresenta maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento que ocorrem no interior dessas unidades

#### 5.1.1 *Análise comparativa das formulações de estimativa do valor do $Re_c$ – baseadas nos dados de fator de atrito*

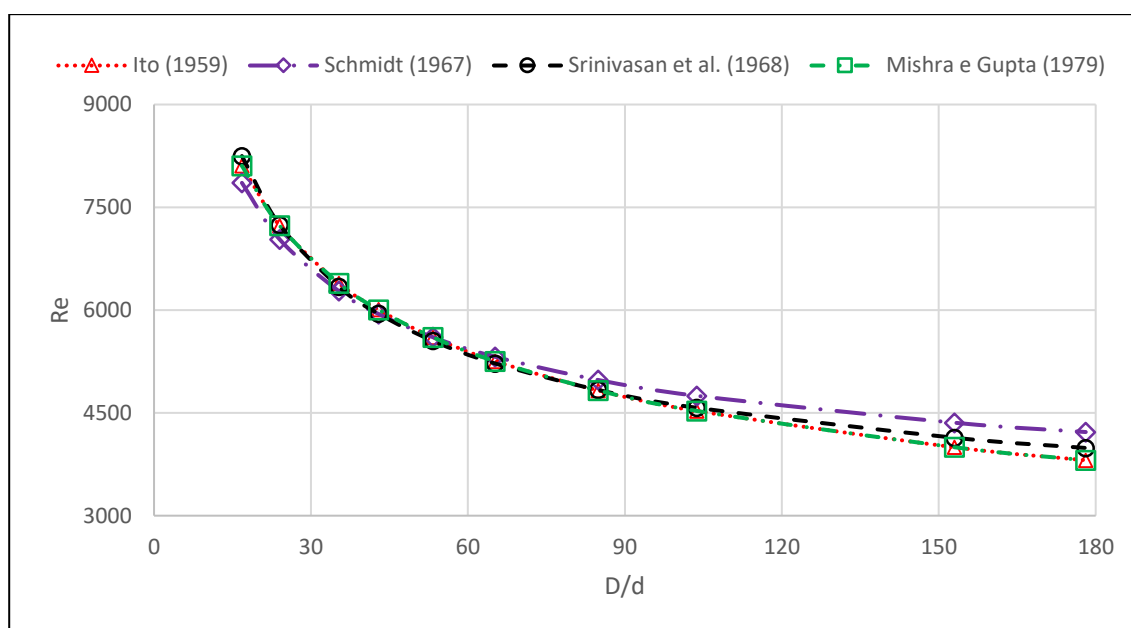
Como visto no tópico 3.3, diversos autores propuseram formulações empíricas para estimativa do número de Reynolds crítico em tubos curvados. A maior parte das formulações empíricas existentes se baseia em medições da perda de carga e em observações das descontinuidades que surgem no perfil de fator de atrito. Para avaliar a diferença entre os resultados produzidos por cada uma das formulações, aplicou-se, inicialmente, as correlações produzidas por Ito (1959), Schmidt (1967), Srinivasan *et al.* (1968) e Mishra e Gupta (1979) para um mesmo intervalo de  $D/d$ .

A Figura 5.1 apresenta a variação do valor do  $Re_c$  produzida por cada uma das formulações. De forma geral, o valor do  $Re_c$  tende a decrescer com o aumento da razão  $D/d$  em todas as formulações empíricas; nota-se uma proximidade muito grande entre as curvas produzidas por cada uma das formulações (desvio relativo médio da ordem de 4%), contrariando a literatura mais recente que aborda o assunto (KÜHNEN *et al.*, 2015; GHOBADI; MUZYCHKA, 2016). No caso do trabalho de Kühnen *et al.* (2015), os autores empregaram as formulações de Reynolds crítico encontradas no trabalho de Vashisth *et al.* (2008) para fins de comparação. Porém, verificou-se que no trabalho de Vashisth *et al.* (2008), os expoentes da razão  $D/d$  das formulações de Schmidt (1967) e Srinivasan *et al.* (1968), (0,32 e 0,25, respectivamente) não são os mesmos encontrados nos trabalhos originais dos autores (0,45 e 0,5, respectivamente). Isto explica o motivo pelo qual Kühnen *et al.*



(2015) encontraram resultados consideravelmente diferentes entre as formulações. Análise semelhante pode ser realizada para o trabalho de Ghobadi e Muzychka (2016), o qual apresenta o mesmo erro descrito acima no expoente da razão  $D/d$  da formulação de Schmidt (1967), além de uma formulação diferente da formulação original de Ito (1959).

Figura 5.1: Variação do  $Re_c$  para diversas formulações empíricas.

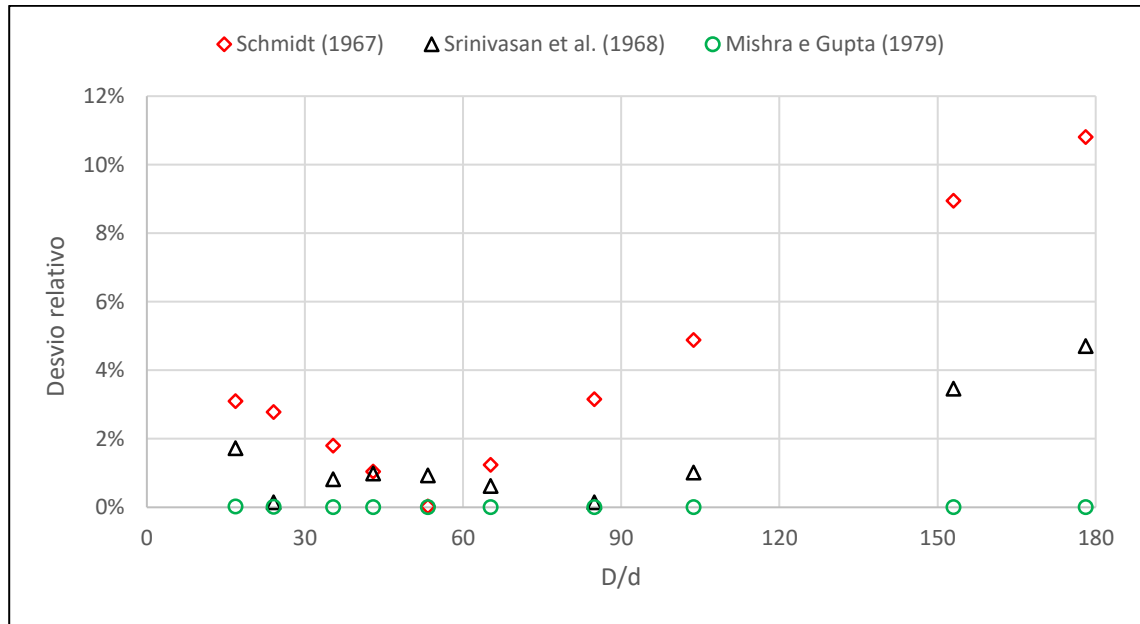


A proximidade entre os perfis produzidos é justificável. A primeira formulação empírica elaborada foi a de Ito (1959) e as demais formulações empíricas supracitadas ou empregaram em sua concepção os dados experimentais de  $Re_c$  obtidos pelo autor (SCHMIDT, 1967; MISHRA; GUPTA, 1979) ou empregaram dados experimentais produzidos por outros autores, mas em estreita concordância com resultados obtidos por Ito (1959) (SRINIVASAN *et al.*, 1968) (ver tópico 3.3). Além disso, Schmidt (1967), Srinivasan *et al.* (1968) e Mishra e Gupta (1979) tomaram a formulação produzida por Ito (1959) como referência para proposição de melhorias em sua formulação matemática, como visto no tópico 3.3.

A Figura 5.2 apresenta a diferença, em termos de desvio relativo, entre os valores de  $Re_c$  estimados pelas demais formulações e a formulação proposta por Ito (1959). Nota-se que a diferença é baixa, onde a maior parte dos desvios estão abaixo de 4% e o desvio máximo não passa de 12%.

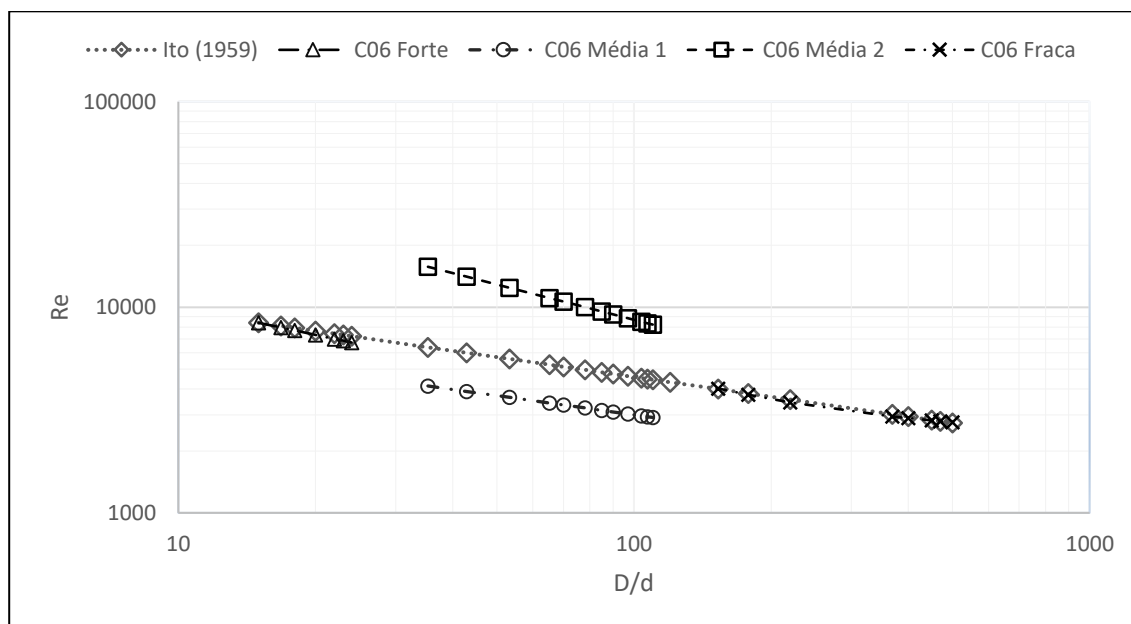
Desta forma, pode-se dizer que as formulações produzem resultados semelhantes para a faixa de curvatura forte ( $D/d \leq 24$ ), média ( $30 \leq D/d \leq 110$ ) e fraca ( $150 \leq D/d$ ).

Figura 5.2: Desvio entre os resultados produzidos pelas demais formulações em comparação com a de Ito (1959)



A Figura 5.3 apresenta os perfis produzidos pela formulação de Ito (1959) e pela formulação de Cioncolini e Santini (2006) para suas respectivas faixas de curvatura: forte ( $\frac{R}{r} \leq 24$ ), média ( $30 \leq \frac{R}{r} \leq 110$ ) e fraca ( $150 \leq \frac{R}{r}$ ). Nota-se que a formulação proposta por Cioncolini e Santini (2006) para curvaturas forte e fraca produz um perfil que está em boa concordância com o perfil gerado pela formulação de Ito (1959). Para estes casos o desvio relativo máximo verificado foi de 8%. No entanto, para geometrias de curvatura média a diferença é significativa (acima de 40%). Sabendo que a formulação C06 média 1 (Equação 3.19) estima o valor do número de Reynolds que marca a primeira descontinuidade no perfil de fator de atrito (associado ao início da transição para a turbulência) e que a formulação C06 média 2 (Equação 3.20) estima o valor do número de Reynolds que marca a segunda descontinuidade no perfil de fator de atrito (associado ao final do regime de transição e início do escoamento totalmente turbulento), verifica-se que a formulação de Ito (1959), quando aplicada para geometrias de curvatura média, não é capaz de representar nenhuma das duas descontinuidades.

Figura 5.3: Comparação entre os perfis produzidos pelas formulações de Ito (1959) e Cioncolini e Santini (2006).



Isto é, não consegue identificar nem o início do regime de transição e nem o início do escoamento totalmente turbulento. Com base nesse resultado, deve-se evitar a aplicação da formulação elaborada por Ito (1959), podendo-se generalizar para as formulações de Schmidt (1967), Srinivasan *et al.* (1968) e Mishra e Gupta (1979) (visto que produzem resultados semelhantes), como critério para prever em qual regime de escoamento (laminar, transicional, turbulento) tubos com curvatura média estão operando.

Conclui-se que dentre as formulações até aqui apresentadas, aquela que se destaca é a de Cioncolini e Santini (2006), haja vista que produziu resultados semelhantes aos das demais formulações para tubos de curvatura forte e fraca, fornece um tratamento diferenciado das demais formulações para tubos de curvatura média (ou seja, reproduz melhor a física do problema), possui ampla faixa de aplicação, ter estudado uma quantidade maior de geometrias e condição de escoamento (ver tópico 3.3).

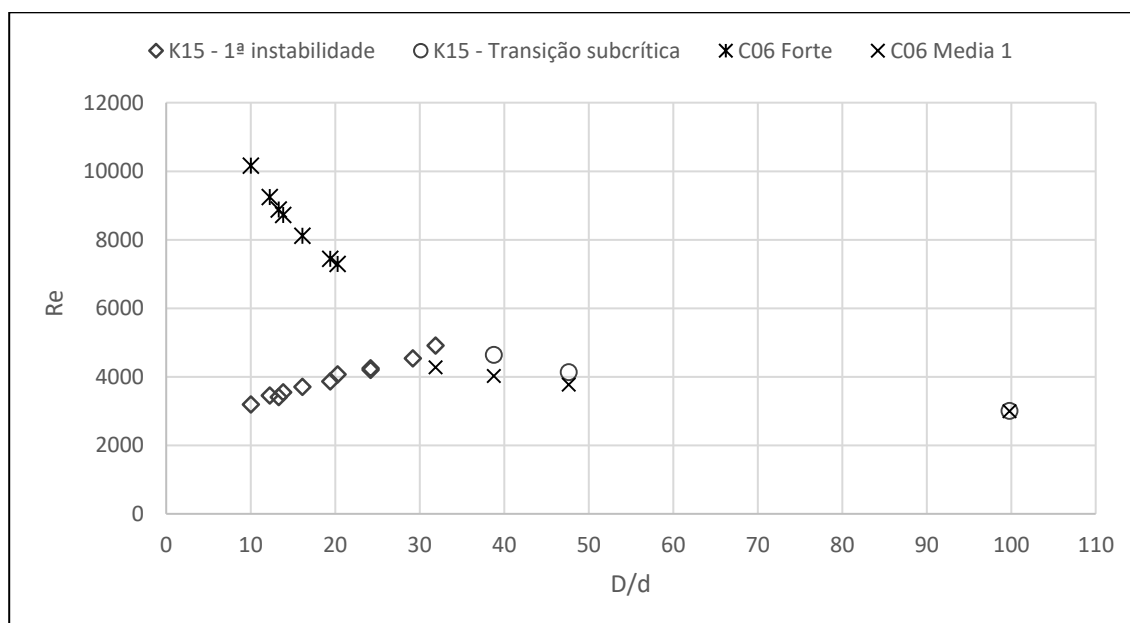
### 5.1.2 Comparação entre os resultados produzidos pelas formulações e os dados experimentais de $Re_c$ obtidos por Kühnen *et al.* (2015)

Deve ser lembrado que todas as formulações apresentadas até aqui foram concebidas tomando como dado experimental a perda de carga do escoamento. No entanto, este é um parâmetro hidráulico associado a características globais do escoamento (laminar ou turbulento), onde em um tubo helicoidal é função das constantes mudanças de direção do escoamento, da intensidade do escoamento secundário, do atrito com a parede do tubo e da própria viscosidade do fluido.

Por ser um parâmetro que fornece informações globais do escoamento, não é o melhor dado experimental para se avaliar com detalhes o surgimento de turbulência, haja vista que a caracterização deste fenômeno necessita de parâmetros que expressem com maior detalhe as condições locais do escoamento, como por exemplo a medição de séries de velocidade instantânea, como realizado por Kühnen *et al.* (2015).

A Figura 5.4 apresenta a capacidade da formulação de Cioncolini e Santini (2006) em estimar os dados experimentais de Reynolds crítico obtidos Kühnen *et al.* (2015) relacionados à detecção da 1ª instabilidade no escoamento e à transição subcrítica.

Figura 5.4: Dados experimentais obtidos por Kühnen *et al.* (2015) (K15) e estimativa pela formulação de Cioncolini e Santini (2006).



Analisando a Figura 5.4 fica nítido que a formulação de Cioncolini e Santini (2006) para curvaturas fortes (C06 Forte) (Equação 3.18) não reproduz a tendência do Reynolds crítico que marca o surgimento da instabilidade primária no escoamento. Os dados experimentais apontam uma relação diretamente proporcional entre  $D/d$  e o  $Re_c$ , enquanto que a formulação de Cioncolini e Santini (2006) aponta para uma relação inversamente proporcional. Porém, nota-se que a formulação de Cioncolini e Santini (2006) para curvaturas intermediárias (C06 Média 1) (Equação 3.19) consegue reproduzir a transição subcrítica verificada em tubos de curvatura médias. Observa-se que no caso da transição subcrítica, os dados experimentais apontam para uma relação inversamente proporcional entre  $D/d$  e o  $Re_c$  e a formulação não só capta essa tendência como o faz com boa precisão (desvio máximo na ordem de 10%).

Desta forma, partindo deste resultado recomenda-se a aplicação da formulação proposta por Kühnen *et al.* (2015) sempre que possível, ou seja, dentro de sua faixa de aplicação. No entanto, a formulação de Kühnen *et al.* (2015) possui faixa de aplicação restrita a tubos com curvatura forte ( $D/d \leq 35,7$ ), englobando apenas os dados relativos ao surgimento da 1ª instabilidade no escoamento (Figura 5.4), não sendo aplicável aos casos onde os tubos possuem curvatura média ou fraca. Logo, para esses casos, recomenda-se aplicar a formulação de Cioncolini e Santini (2006). Desta forma, a formulação proposta por Cioncolini e Santini (2006) para tubos de curvatura média deverá ser aplicado à faixa de  $35,7 < D/d \leq 110$ . Já a formulação proposta por Cioncolini e Santini (2006) para tubos com curvatura fraca possui faixa de aplicação, sugerida pelos autores, de  $150 \leq D/d$ . Observa-se que se adotada esta faixa, haverá um intervalo entre  $110 < D/d < 150$ , onde formulação nenhuma poderá ser aplicada. Para solucionar este problema, propõe-se ampliar a faixa de aplicação da formulação de Cioncolini e Santini para tubos de curvatura fraca para  $110 < D/d$ . Ao se extrapolar a faixa de aplicação, como proposto, se produz uma diferença muito baixa (máxima de 8%) entre o resultado obtido pela formulação de Cioncolini e Santini (2006) e a de Ito (1959) – outra possível formulação com faixa de aplicação dentro deste intervalo.

Assim, com base no que foi exposto neste tópico, as formulações que possuem a maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento que ocorrem em tubos helicoidalmente enrolados, e suas respectivas faixas de aplicação, estão indicadas na Tabela 5.1:.

Tabela 5.1: Formulações indicadas para estimativa do  $Re_c$  em tubos helicoidalmente enrolados.

Faixa	Formulação	Autor
$D/d \leq 35,7$	$Re_c = 77,2 \left( \frac{D}{d} \right) + 2438$	Kühnen <i>et al.</i> (2015)
$35,7 < D/d \leq 110$	$Re_{c1} = 12500 / \left( \frac{R}{r} \right)^{0,31}$	Cioncolini e Santini (2006)
$110 < D/d$	$Re_c = 2300 \left[ 1 + 210 / \left( \frac{R}{r} \right)^{1,12} \right]$	Cioncolini e Santini (2006)

Como todas as formulações acima foram obtidas partindo da avaliação e análise do escoamento em tubos curvados de passo negligenciável, as mesmas só poderão ser aplicadas aos tubos curvados os quais atendem ao critério  $b < R$  (MISHRA; GUPTA, 1979; MANLAPAZ; CHURCHILL, 1980).

Uma ressalva a ser destacada quanto aos trabalhos estudados comparativamente nesta seção, refere-se ao possível efeito (desconhecido) das diferentes condições experimentais nos resultados, cuja uniformidade não se pode garantir, como por exemplo importância relativa de rugosidade (descrevem os tubos como sendo de parede lisas) e outros parâmetros que nem sempre são devidamente caracterizados nos artigos.

## 5.2 Verificação do impacto de se utilizar o modelo laminar na obtenção dos parâmetros hidrodinâmicos representativos dos FTHs que estão operando com Reynolds acima do seu valor crítico

### 5.2.1 Análise da capacidade de predição dos modelos matemáticos de estimativa da eficiência de remoção de turbidez

Como visto no tópico 3.2.3, Oliveira (2014) concebeu um modelo linear (Equação 3.11) e um modelo não linear (Equação 3.12) para estimativa da eficiência de remoção de turbidez em FTHs. A partir da avaliação dos desvios médio e máximo e do coeficiente de determinação produzidos por cada um dos modelos, apontou o modelo não linear como referência.

Para fazer uma reanálise dessa decisão, apresenta-se a Tabela 5.2 com as estatísticas produzidas por cada um dos modelos (linear e não linear).

Tabela 5.2: Estatísticas produzidas pelo modelo linear e não linear.

Estatísticas	Modelo Linear	Modelo não linear
Desvio relativo médio	1,40%	1,70%
Desvio relativo máximo	6,70%	6,60%
Coeficiente de determinação ( $R^2$ )	0,899	0,920

Como pode ser observado, o desvio relativo médio produzido pelo modelo linear (1,40%) é menor que o desvio relativo médio produzido pelo modelo não linear (1,70%). Se esta fosse a única estatística a ser analisada, haveria indícios para apontar a escolha do modelo linear como aquele com a maior capacidade de reproduzir a amostra de dados experimentais. No entanto, outras estatísticas mais completas seriam necessárias para a confirmação, como a soma e a média dos quadrados dos resíduos, por exemplo. Quanto ao desvio relativo máximo, esta estatística não é indicada como critério para a seleção de qual modelo melhor representa os dados experimentais haja vista que é uma medida apenas local. Além disso, como Oliveira (2014) não relatou nenhuma análise referente à presença de

*outliers*<sup>6</sup> não se pode descartar a possibilidade do desvio relativo máximo estar associado a eles, comprometendo maiores análises a partir desta estatística. Quanto ao coeficiente de determinação, observa-se que o modelo não linear apresenta um coeficiente de determinação ( $R^2 = 0,920$ ) com valor superior ao modelo linear ( $R^2 = 0,899$ ). Esse resultado deve ser avaliado com cautela, pois o fato de um modelo produzir um coeficiente de determinação alto não significa que o mesmo reproduz com satisfação o comportamento da amostra. Assim, o coeficiente de determinação não deve ser tomado como critério para seleção de um dado modelo de regressão sem análise conjunta dos valores da soma e média dos quadrados dos resíduos e outras estatísticas de diagnóstico.

Para sanar o impasse, verificou-se a capacidade dos modelos linear (Equação 3.11) e não linear (Equação 3.12) ao estimar a variação da eficiência de remoção de turbidez ao longo do tempo de processo de floculação, aplicando suas formulações aos dados relativos às configurações de FTHs do arranjo 1 (Figura 5.5) e do arranjo 2 (Figura 5.6).

Observa-se que na Figura 5.5, o modelo não linear produz uma curva que destoa dos dados experimentais, especialmente para valores mais altos do tempo de detenção (entre 0,8 e 1). Para os valores mais altos, nota-se uma tendência de estabilização da curva, o que não condiz com o processo físico. Este fato não ocorreu com o modelo linear. Na Figura 5.6, nota-se uma proximidade grande entre ambos os modelos, onde os dois captaram a tendência dos dados experimentais. Para os demais arranjos de FTH os modelos linear e não linear produziram resultados muito próximos, semelhante ao que foi apresentado na Figura 5.6.

---

<sup>6</sup> O *outlier* é um valor atípico ocorrido quando um ponto amostral se desvia significativamente do conjunto dos outros pontos (NAGHETTINI; PINTO, 2007).



Figura 5.5: Comparação entre os valores de eficiência de remoção de turbidez estimados pelos modelos linear e não linear com os dados experimentais das configurações do Arranjo 1.

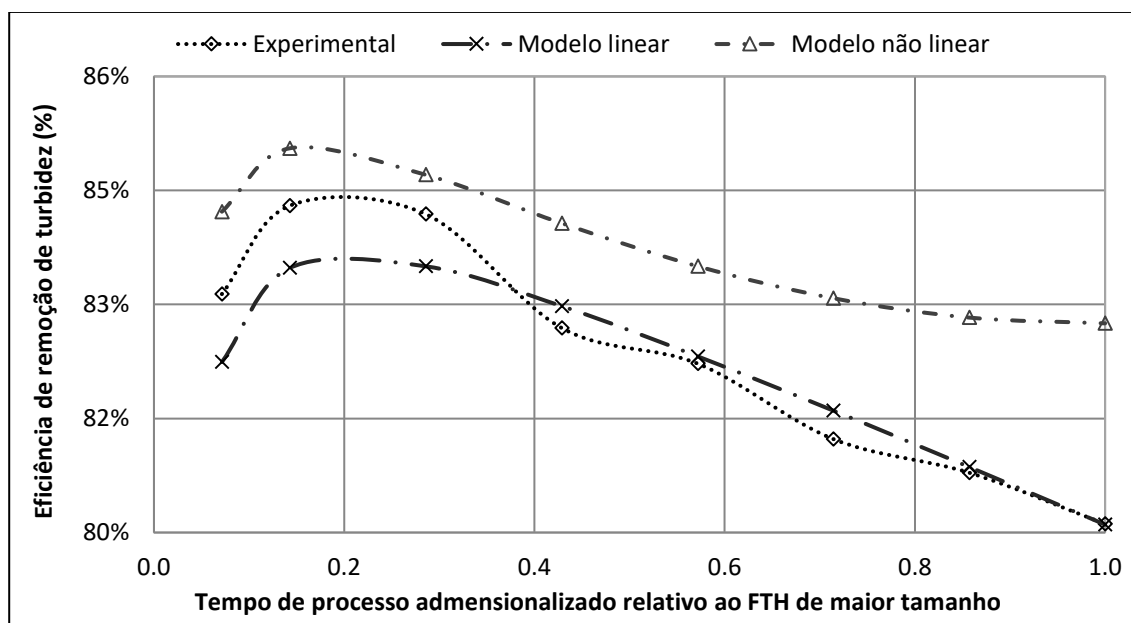
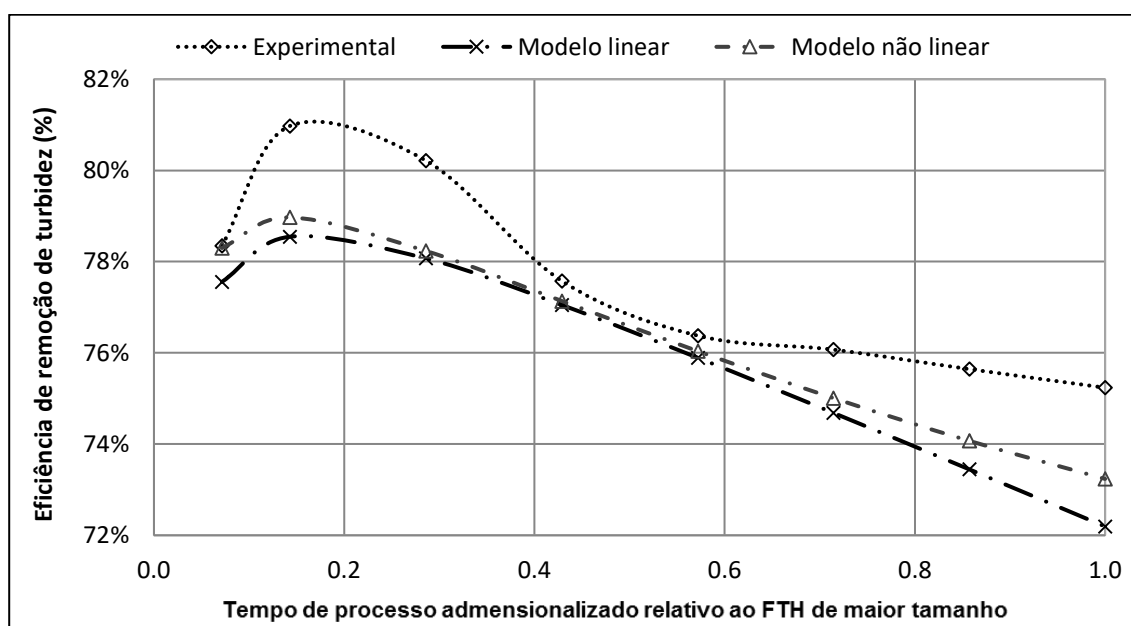


Figura 5.6: Comparação entre os valores de eficiência de remoção de turbidez estimados pelos modelos linear e não linear com os dados experimentais das configurações do Arranjo 2.



Desta forma, o que se quer destacar é que não existe grande diferença entre os resultados produzidos por ambos os modelos, com exceção do arranjo 1, onde o modelo linear se ajustou melhor aos dados experimentais (ver Figura 5.5). Neste contexto, e dada a discussão sobre as estatísticas tratadas no início deste tópico, mesmo o modelo não linear possuindo um coeficiente de determinação superior ao do modelo linear, não se pode afirmar que o primeiro tem maior capacidade de

representar a amostra de dados experimentais que o segundo. Ademais, lembra-se que o desvio relativo médio produzido pelo modelo linear é menor que aquele produzido pelo modelo não linear, indicando que na média os desvios produzidos foram menores.

No que se refere ao processo físico de floculação, o modelo não linear possui a desvantagem de ser mais complexo no sentido de se interpretar o efeito individual de cada variável ou do conjunto de variáveis na eficiência de remoção de turbidez. Portanto, o modelo proposto por Oliveira (2014) que será tomando como referência para aperfeiçoamento será o modelo linear, dado pela Equação 3.11. Desta forma, daqui em diante quando for citado o modelo matemático para estimativa da eficiência de remoção de turbidez desenvolvido por Oliveira (2014), estar-se-á referindo ao modelo linear.

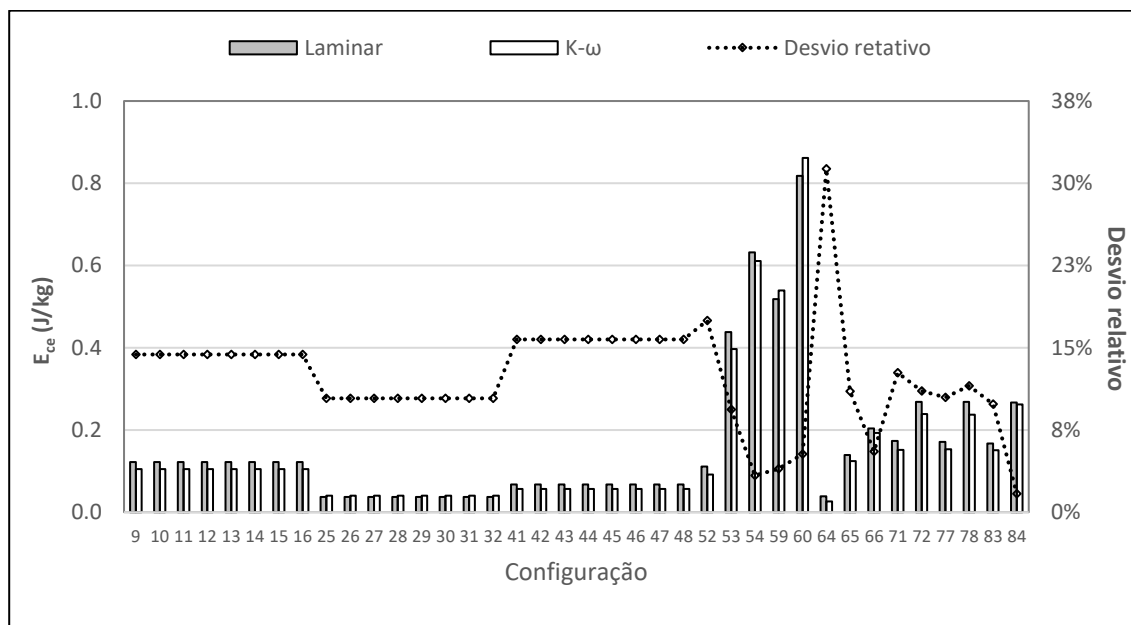
### ***5.2.2 Avaliação comparativa entre os valores dos parâmetros hidrodinâmicos obtidos a partir do emprego do modelo laminar e do modelo $k-\omega$ nos FTHs que estavam operando com $Re$ acima do $Re_c$***

Para identificar quais das 84 configurações de FTHs (Tabela 4.1) estavam operando com número de Reynolds acima do seu respectivo valor crítico, aplicaram-se as formulações recomendadas na Tabela 5.1. Ao todo foram diagnosticadas 38 configurações (45% da amostra). As configurações identificadas podem ser visualizadas da Figura 5.7 à Figura 5.10. Essas figuras apresentam uma comparação entre os valores dos parâmetros hidrodinâmicos energia cinética específica média, gradiente médio de velocidade, helicidade e Swirl number obtidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo de turbulência  $k - \omega$ . As figuras apresentam o desvio relativo entre os valores obtidos por cada um dos modelos, em cada configuração de FTH que estava operando com  $Re$  maior que o seu valor crítico.

Avaliando a Figura 5.7, nota-se que o desvio relativo máximo verificado entre os valores de energia cinética específica média obtidos com o modelo laminar e o

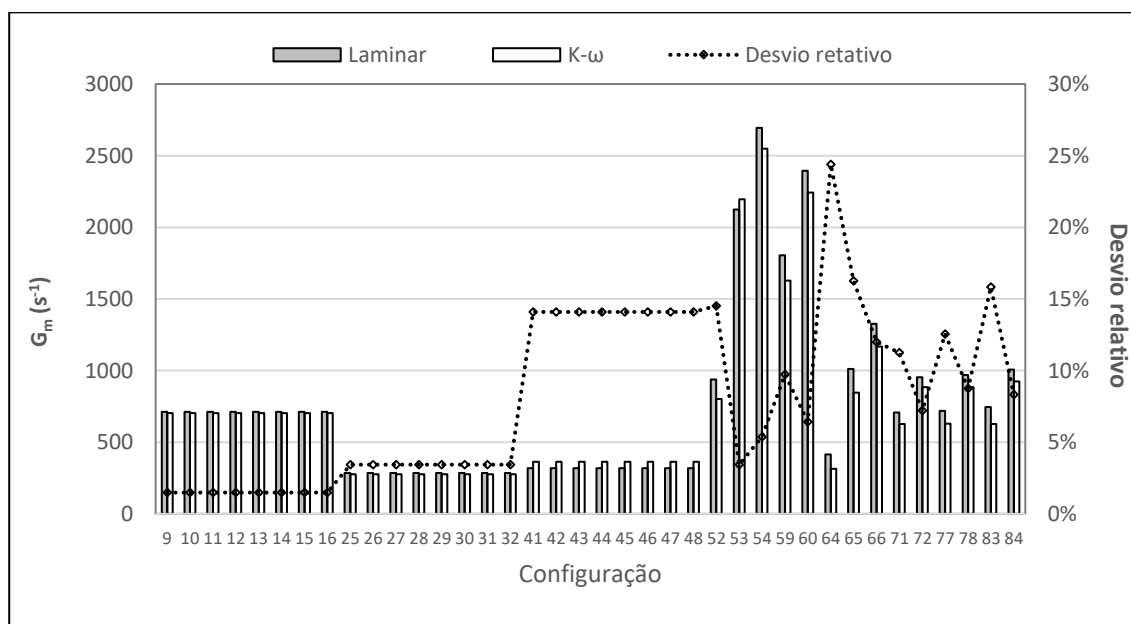
modelo  $k - \omega$ , passa dos 30%. No entanto, a média dos desvios relativos é da ordem de 12%.

Figura 5.7: Comparação entre os valores de Energia cinética específica produzidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo  $k - \omega$ .



Quando ao gradiente médio de velocidade (Figura 5.8), nota-se um desvio relativo máximo entre os valores produzidos pelos modelos de aproximadamente 25%. Todavia, a média dos desvios relativos é da ordem de 8%.

Figura 5.8: Comparação entre os valores de Gradiente médio de velocidade produzidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo  $k - \omega$ .



Avaliando a Figura 5.9, constata-se que o desvio relativo máximo verificado entre os valores de helicidade obtidos com o emprego do modelo laminar e o modelo  $k - \omega$ , passa dos 48%. Já a média dos desvios relativos é da ordem de 18%.

Figura 5.9: Comparação entre os valores de Helicidade produzidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo  $k - \omega$ .

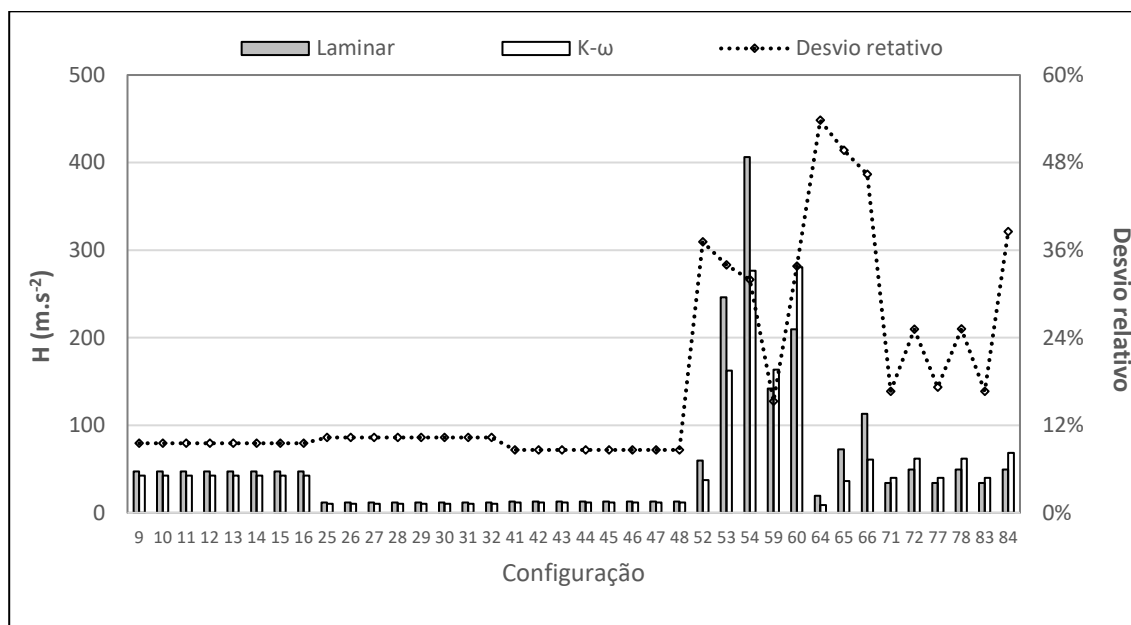
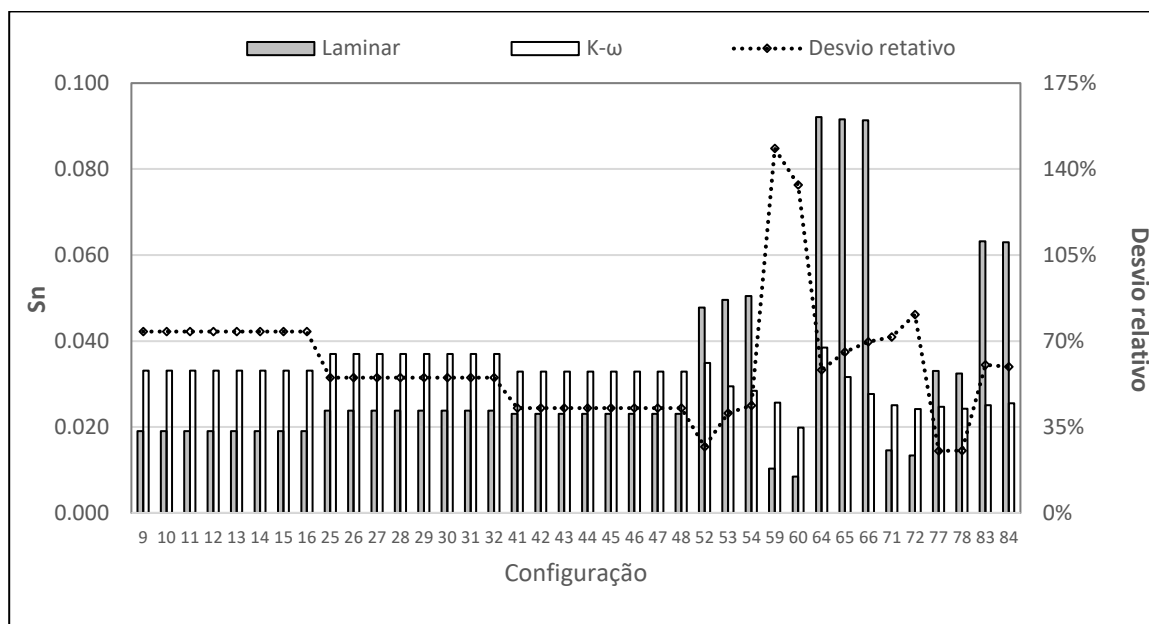


Figura 5.10: Comparação entre os valores de Swirl number produzidos quando se emprega o modelo laminar e o modelo  $k - \omega$ .



No que se refere ao Swirl number (Figura 5.10), percebe-se um elevado desvio relativo máximo (acima de 140%) e médio (60%) entre os valores produzidos pelo modelo laminar e pelo modelo  $k - \omega$ .

Quando se avalia os resultados gerados por ambos modelos para helicidade e, principalmente, para o Swirl number, constata-se uma diferença mais significativa do que aquela observada para a energia cinética específica média e gradiente médio de velocidade. A explicação para tamanha diferença nesses casos pode estar relacionada à capacidade dos modelos em prever os valores dos parâmetros que dependem diretamente de todas as componentes do campo de velocidade do escoamento – que no caso são a helicidade (ver Equação 3.9) e Swirl number (ver Equação 3.6) – haja vista que quanto mais o escoamento tender a ser turbulento, maior o efeito da turbulência sobre os valores médios de velocidade, efeito este que não é considerado pelo modelo laminar.

Como neste trabalho, a intenção é empregar todos os parâmetros hidrodinâmicos supracitados para o aperfeiçoamento do modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), os resultados apontam para a necessidade do emprego do modelo  $k - \omega$  na modelagem fluidodinâmica dos FTHs que estão operando com  $Re$  acima de seu valor crítico.

Uma conclusão mais direta seria possível caso dados experimentais dos parâmetros hidrodinâmicos estivessem disponíveis. No caso, a comparação seria entre os dados experimentais e aqueles produzidos pelos modelos indicando de forma mais realista qual a diferença entre os modelos ao reproduzirem os dados experimentais de cada parâmetro hidrodinâmico. Neste sentido, a próxima seção busca verificar se ao empregar o modelo  $k - \omega$ , essas diferenças constatadas aqui nesta seção, entre os resultados obtidos pelo modelo Laminar e o modelo  $k - \omega$ , impactam positivamente nas estatísticas do modelo matemático de estimativa da eficiência de remoção de turbidez.

### 5.2.3 *Análise do impacto no modelo proposto por Oliveira (2014) de se ter empregado o modelo Laminar na modelagem do escoamento em FTHs que estavam operando com $Re$ acima do $Re_c$*

Como visto no tópico anterior, a diferença entre os valores dos parâmetros hidrodinâmicos  $\overline{E_{ce}}$ ,  $G_m$ ,  $H$  e  $Sn$  obtidos por meio do emprego do modelo laminar e do modelo  $k - \omega$  na modelagem fluidodinâmica dos FTHs pode ser significativa, dependendo do parâmetro escolhido para avaliação.

Neste contexto, avaliou-se qual o impacto dessa diferença no modelo matemático de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014). Para fins de avaliação do impacto, apresentam-se na Tabela 5.3 as estatísticas globais do modelo originalmente proposto por Oliveira (2014) (modelo original) – empregando apenas o modelo Laminar para aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos – e as variações ocorridas quando se emprega o modelo  $k - \omega$  (modelo ajustado). A tabela também apresenta o impacto individual dos parâmetros hidrodinâmicos nas estatísticas do modelo original.

Tabela 5.3: Variação das estatísticas do modelo originalmente proposto por Oliveira (2014) quando inseridos os novos dados dos parâmetros hidrodinâmicos.

Modelos	$R_{max}$	$S_e$	$SQR$	$R^2$
<i>Modelo original</i>	6,37%	2,05%	0,0318	89,96%
Inserindo $G_m$	6,28%	2,03%	0,0313	90,14%
Inserindo $\overline{E_{ce}}$	6,16%	2,02%	0,031	90,23%
Inserindo $H$	6,03%	2,03%	0,0312	90,16%
Inserindo $Sn$	5,71%	2,00%	0,0305	90,39%
<i>Modelo ajustado</i>	5,45%	1,98%	0,0298	90,62%

Legenda:  $R_{max}$ : resíduo máximo;  $S_e$ : erro padrão da estimativa;  $SQR$ : soma dos quadrados dos resíduos;  $R^2$ : coeficiente de determinação.

Como pode ser visto na Tabela 5.3, verifica-se uma leve melhora (impacto positivo) nas estatísticas do modelo proposto por Oliveira (2014) quando se empregou o modelo  $k - \omega$ , ao invés do laminar, na aquisição dos valores dos parâmetros hidrodinâmicos das configurações de FTHs que estavam operando com  $Re$  maior que seu valor crítico.

O  $S_e$  mede o desvio médio entre os valores reais da variável dependente (eficiência de remoção de turbidez) e os valores estimados pelo modelo de regressão.

Constata-se na Tabela 5.3, que o valor do  $S_e$  caiu de 2,05% para 1,98%, indicando um melhor ajuste na reta de regressão. Ressalta-se que ambos valores de erro estão dentro da incerteza experimental da medida que é da ordem de 5%. Além disso, observa-se também uma redução do resíduo máximo observado, de 6,37% para 5,45%, se aproximando ainda mais da incerteza experimental.

Verifica-se que o valor da  $SQR$  produzido pelo modelo ajustado foi de 0,0298 enquanto que no modelo original foi de 0,0318 (redução da ordem de 6%), ou seja, houve um aumento no poder explicativo do modelo. Ademais, percebe-se que o valor do  $R^2$  do modelo ajustado é levemente maior que o do modelo original. Destaca-se que o aumento do  $R^2$  não ocorreu devido à adição de novas variáveis explicativas no modelo (que geralmente eleva seu valor), mas devido às mudanças nos valores das variáveis (parâmetros hidrodinâmicos), as quais reduziram a  $SQR$ .

Quanto às contribuições individuais dos parâmetros hidrodinâmicos nas estatísticas do modelo ajustado, observa-se que ao inserir apenas os dados de um dos parâmetros hidrodinâmicos ( $\overline{E_{ce}}$ ,  $G_m$ ,  $H$  e  $Sn$ ) obtidos com o emprego do modelo  $k - \omega$ , já são verificadas melhorias. Destaca-se que dentre todos os parâmetros, aquele que mais influenciou nas estatísticas produzidas pelo modelo ajustado foi o Swirl number.

Desta forma, partindo desse resultado e na tentativa de propor um modelo matemático de estimativa de eficiência de remoção de turbidez que melhor se ajuste aos dados experimentais, sugere-se o emprego do modelo de turbulência  $k - \omega$  na modelagem fluidodinâmica computacional de FTHs quando os mesmos estiverem operando com  $Re$  maior que o seu valor crítico. Além disso, já pensando que trabalhos futuros poderão propor um aumento na representatividade estatística do modelo de estimativa de remoção de turbidez, agregando novos pontos experimentais (novas configurações de FTHs operando em condições de escoamento diversas), há de se destacar que o impacto no modelo de regressão resultante poderá ser ainda mais significativo.

Destaca-se ainda que os resultados obtidos neste tópico reforçam a relevância das formulações recomendadas (Tabela 5.1) para indicação do número Reynolds crítico

em tubos curvados, haja vista que a identificação adequada das configurações dos FTHs que estavam operando acima do  $Re_c$  permitiu a melhoria do ajuste do modelo originalmente concebido por Oliveira (2014).

### **5.3 Averiguação da variação na qualidade do ajuste do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), após a inserção do gradiente médio de pressão normal como variável independente**

#### **5.3.1 Análise do nível de significância dos parâmetros hidrodinâmicos no modelo matemático linear de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014)**

O modelo linear de estimativa de eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014) apresenta a seguinte formulação matemática:

$$Efic. = 0,82 - 2,39 \cdot 10^{-6} Ca - 7,00 \cdot 10^{-6} Re - 39,98 \frac{p}{L} + 0,00451 \frac{D}{d} + 0,52 Sn - 8,25 \cdot 10^{-9} E_{adm} + 5,50 \cdot 10^{-6} H_{adm}$$

Como pode ser visto, a eficiência de remoção de turbidez (variável dependente) é descrita em função de variáveis independentes associadas aos parâmetros geométricos característicos de tubos helicoidalmente enrolados ( $d, D, p$  e  $L$ ) parâmetros hidráulicos ( $Re$  e  $Ca$ ) e aos parâmetros hidrodinâmicos ( $Sn, E_{adm}, H_{adm}$ ).

Para análise do nível de significância dos parâmetros hidrodinâmicos no modelo matemático, avaliaram-se a estatística p-valor dos coeficientes da regressão e o intervalo de confiança dos mesmos.

A Tabela 5.4 apresenta a estatística valor-P de cada uma das variáveis independentes componentes do modelo matemático de estimativa de remoção de turbidez. Avaliando a tabela, constata-se que as variáveis independentes ( $Ca, Re, D/d, Sn, E_{adm}$  e  $p/L$ ) testadas individualmente, são estatisticamente significativas para o modelo de regressão com observação do valor-P ao nível de significância de 1%. Isto significa, que se tem 99% de confiabilidade de que os respectivos coeficientes estimados são significativos para o modelo.



Tabela 5.4: Estatística valor-P dos parâmetros do modelo matemático proposto por Oliveira (2014).

Variável independente	Coefficientes de regressão das variáveis independentes	Valor-P
$Ca$	-2,39E-06	0,000445
$Re$	-7,00E-06	0,000297
$D/d$	4,51E-03	5,48E-23
$Sn$	0,52	8,6E-05
$E_{adm}$	-8,25E-09	0,002509
$H_{adm}$	5,50E-06	0,089939
$p/L$	-39,98	1,53E-06

Porém, destaca-se que a variável  $H_{adm}$  sequer atingiu o nível de significância de 5% ( $0,0899 > 0,05$ ), dando evidência estatística de que existe fraca relação entre este parâmetro e a eficiência de remoção de turbidez, neste modelo. Para se ter uma melhor clareza deste resultado, construiu-se a Tabela 5.5. Esta tabela apresenta os intervalos de confiança para cada um dos coeficientes de regressão.

Tabela 5.5: Intervalos de confiança dos coeficientes da regressão.

Variável independente	Coefficientes da regressão	95% inferiores	95% superiores	Razão do limite superior pelo inferior
$Ca$	-2,39E-06	-3,68E-06	-1,09E-06	0,30
$Re$	-7,00E-06	-1,07E-05	-3,33E-06	0,31
$D/d$	4,51E-03	3,87E-03	5,14E-03	1,33
$Sn$	0,52	2,69E-01	7,67E-01	2,85
$E_{adm}$	-8,25E-09	-1,35E-08	-2,99E-09	0,22
$H_{adm}$	5,50E-06	-8,78E-07	1,19E-05	13,53
$p/L$	-39,98	-5,53E+01	-2,47E+01	0,45

O coeficiente de regressão corresponde ao ponto médio do intervalo de confiança e possui um sinal (positivo ou negativo) indicando a influência positiva ou negativa da variável independente na variável dependente, que no caso é a eficiência de remoção de turbidez.

Observa-se que na Tabela 5.5, que o coeficiente da regressão associado à variável independente  $H_{adm}$  pode variar de  $-8,78 \cdot 10^{-7}$  a  $1,19 \cdot 10^{-5}$  com 95% de confiança. Nota-se, neste caso, que o coeficiente pode assumir o valor igual a zero dentro deste intervalo de confiança (fato que não ocorreu com as demais variáveis), o que implica em dizer que  $H_{adm}$  e a eficiência de remoção de turbidez podem apresentar

uma correlação nula. Ademais, o coeficiente da regressão pode assumir um valor positivo ou negativo dentro do intervalo de confiança, ou seja, não se pode afirmar se o efeito da variável  $H_{adm}$  sobre a variável dependente é positivo ou negativa. Ou seja, não se pode afirmar se um aumento (ou diminuição) em  $H_{adm}$  implicará em um aumento (ou diminuição) na eficiência de remoção de turbidez. A última coluna da Tabela 5.5 apresenta uma medida do quanto o limite superior do intervalo de confiança é maior que o limite inferior. Quanto mais próximo da unidade for o valor da razão, mais precisa será a estimativa do coeficiente de regressão e maior a confiança nas conclusões tiradas a partir do mesmo. Verifica-se que essa razão no caso da variável  $H_{adm}$  é da ordem de 13.

Para avaliar qual o impacto de se retirar a variável  $H_{adm}$  do modelo de regressão, elaborou-se a Tabela 5.6, que apresenta as estatísticas do modelo original após a exclusão da variável  $H_{adm}$ .

Tabela 5.6: Estatísticas do modelo original e do modelo sem a variável  $H_{adm}$ .

Modelos	S <sub>e</sub>	MQR	R <sup>2</sup> <sub>ajus</sub>
Modelo original	2,05%	0,00042	89,0%
Modelo sem $H_{adm}$	2,07%	0,00043	88,8%

Legenda: S<sub>e</sub>: erro padrão da estimativa; MQR: média dos quadrados dos resíduos; R<sup>2</sup><sub>ajus</sub>: coeficiente de determinação ajustado.

A MQR e o R<sup>2</sup><sub>ajus</sub> são estatísticas que levam em consideração o grau de liberdade dos resíduos (ver Equação 4.18 e Equação 4.19). Com a retirada do parâmetro  $H_{adm}$ , há um aumento no grau de liberdade dos resíduos da regressão, fazendo com que estas estatísticas se aproximem dos valores verificados no modelo original. Quanto ao erro padrão da estimativa, a perda de 0,02% é insignificante perto do ganho que se tem ao retirar a variável independente do modelo, haja vista que o esforço na interpretação da relação desta variável com a variável independente e o esforço na aquisição do valor desta variável (por meio de modelagem numérica ou física) são reduzidos.

Desta forma, conclui-se que a variável  $H_{adm}$  é estatisticamente não significativa no modelo matemático de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014). Do ponto de vista do processo físico, interpretar o efeito da helicidade no processo de floculação é uma tarefa complexa, haja vista que este

parâmetro carrega consigo a informação de dois movimentos combinados, o de rotação local e o de translação da partícula de fluido na direção do escoamento principal (Equação 3.9). Além disso, o movimento de translação da partícula de fluido na direção do escoamento principal já é considerada no modelo, por meio do número de Reynolds (expressa o quão grande as forças inerciais são em relação as forças viscosas) e o efeito de rotação em torno de um referencial de rotação também é, em parte, captada pelo swirl number (Equação 3.6), pois considera em seu cálculo o fluxo de momento angular, por unidade de massa, na seção transversal do tubo.

### 5.3.2 Proposição do gradiente de pressão como parâmetro hidrodinâmico representativo do escoamento em FTHs

Para ilustrar o efeito do gradiente de pressão sobre o escoamento em FTHs, apresentam-se a Figura 5.11 e a Figura 5.12. Ambas as figuras ilustram os perfis de velocidade axial, de gradiente de pressão normal e escoamento secundário para duas configurações de FTHs com razões de curvatura distintas. Destaca-se que, nas figuras, a parte mais externa da curvatura está à direita do plano de simetria cortado pelo eixo binormal.

Figura 5.11: Características do escoamento na configuração de FTH 63 ( $\frac{D}{d} = 5,57$ ;  $Dn = 793$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.

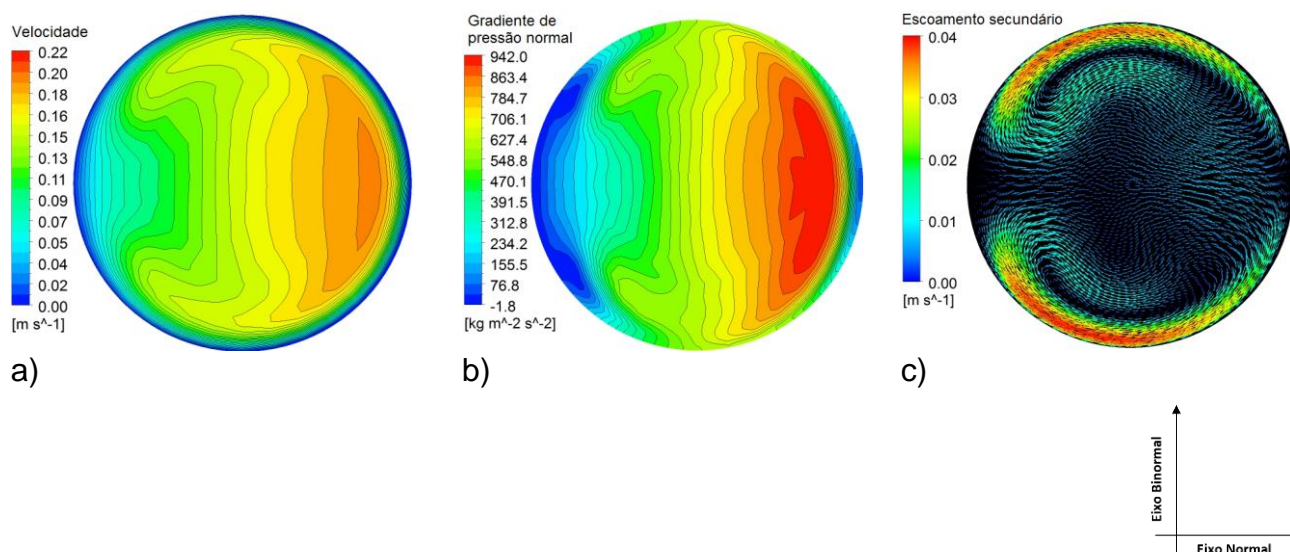
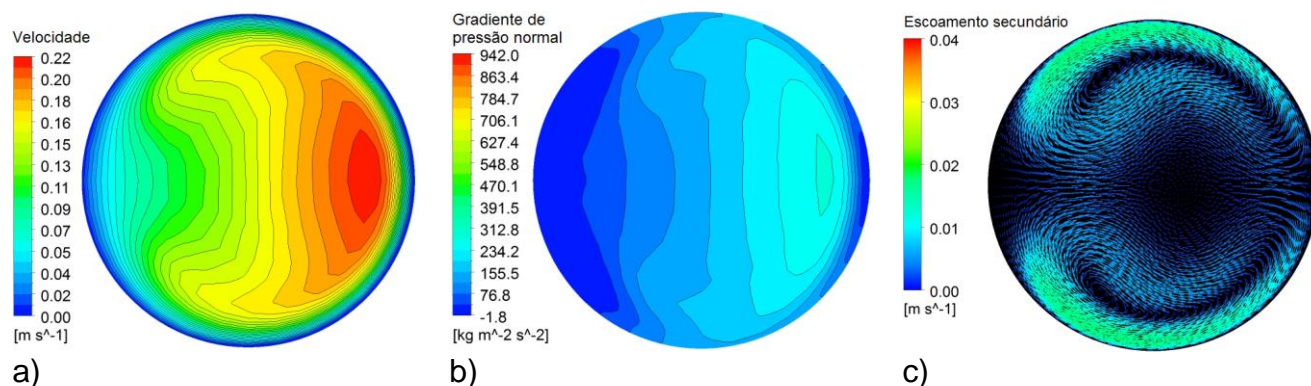


Figura 5.12: Características do escoamento na configuração de FTH 69 ( $\frac{D}{d} = 24,94$ ;  $Dn = 395$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.



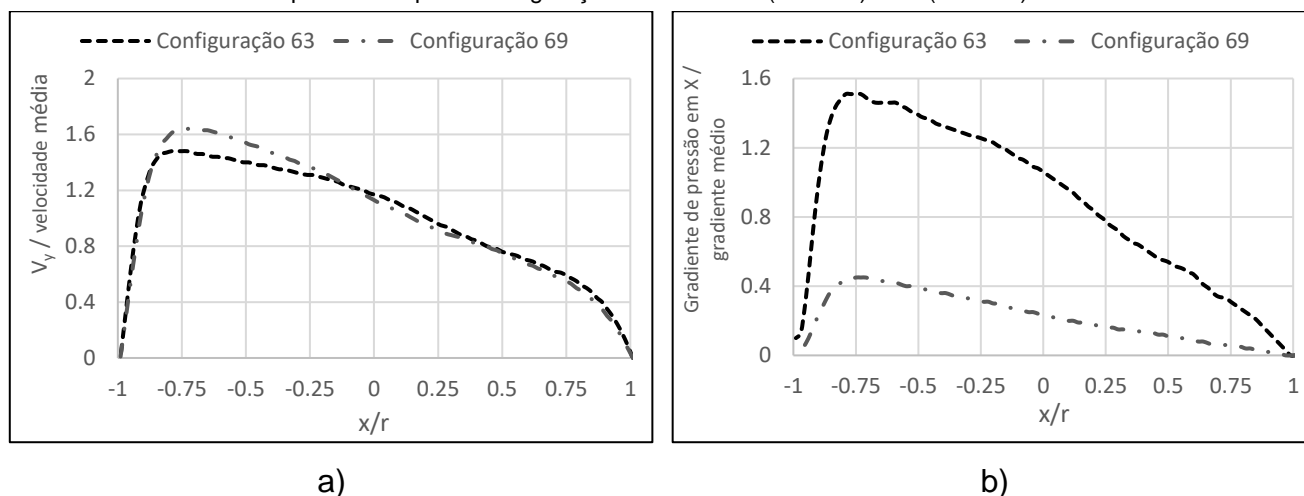
Como visto no tópico 3.2.2.2, quando uma partícula de fluido se move ao longo de um tubo curvo, duas forças principais atuam sobre ela: a força centrífuga e a força associada ao gradiente de pressão agindo na direção normal ao escoamento. A atuação dessas duas forças produz o escoamento secundário (FAULKNER; LOGAN, 2000, p. 281).

Nota-se que, tanto na Figura 5.11b como na Figura 5.12b, o gradiente de pressão atuando ao longo do eixo normal aumenta da parte interna da curva para a parte externa da curva, ou seja, a pressão de estagnação na parte externa da curva do tubo é maior que a pressão de estagnação na parte interna (ver Figura 3.2a). Esta diferença de pressão produz uma força resultante da região de maior pressão para a região de menor pressão. Próximo à parede do tubo, onde a influência dos efeitos viscosos é alta, as partículas de fluido possuem menor velocidade e por isso o efeito da força centrífuga sobre elas é diminuído. Nesta região, o gradiente de pressão passa a ser dominante atuando sobre as partículas de fluido no sentido da parte mais externa (maior pressão) para a parte mais interna (menor pressão) da curvatura do tubo, forçando as partículas de fluido a contornarem as paredes do tubo, como pode ser visualizado na Figura 5.11c e na Figura 5.12c. Nestas figuras, pode-se observar os vetores tangentes contornando a fronteira sólida do tubo, partindo da parte mais externa para a mais interna da curvatura. Em resposta a esse movimento que ocorre ao longo da parede do tubo, deve existir um escoamento de retorno para haver continuidade do movimento, haja vista que a seção do tubo é fechada. Na região mais central da seção do tubo, onde a influência dos efeitos

viscosos é baixa, as partículas de fluido possuem maior velocidade e por isso sofrem maior efeito da força centrífuga. Nesta região, a força centrífuga exerce maior influência que o gradiente de pressão normal, forçando um movimento da parte interna (menor pressão) para a parte externa (maior pressão) da curvatura. Este movimento também pode ser visualizado na Figura 5.11c e na Figura 5.12c (na parte central do tubo, onde os vetores seguem da parte interna para a parte externa da curvatura). Assim, somando o movimento próximo à parede e o da região do centro do tubo, cria-se uma circulação transversal ou movimento secundário. Como um resultado do escoamento secundário, o ponto máximo do perfil de velocidade é deslocado para a parte externa da curva (WILLIAMS *et al.*, 1902; ADLER, 1934; FAULKNER; LOGAN, 2000, p. 281), como pode ser notado na Figura 5.11a e na Figura 5.12a.

Uma análise comparativa entre as duas figuras demonstra a forte influência que a curvatura do tubo exerce sobre o gradiente de pressão normal, quando ambos estão operando com mesmo número de Reynolds. A configuração de FTH que possui maior curvatura (Figura 5.11b) atinge um valor máximo de gradiente de pressão de 942 ( $\text{kg.s}^{-2}.\text{m}^{-2}$ ) na escala de cores, enquanto que na configuração de menor curvatura este valor não passa de 400 ( $\text{kg.s}^{-2}.\text{m}^{-2}$ ). Nos perfis de velocidade axial e escoamento secundário também houve variações de uma configuração para outra. Porém, esta variação no caso da velocidade axial, não é tão evidente quanto àquela verificada no perfil do gradiente de pressão e escoamento secundário. Isto sugere que o gradiente de pressão normal é um parâmetro que aparenta ter sensibilidade às variações da curvatura. Para observar melhor essa diferença entre os perfis de gradiente de pressão, apresenta-se a Figura 5.13. Nela, fica evidente que a diferença de número de Dean entre as duas confirmações avaliadas, 63 ( $Dn=793$ ) e 69 ( $Dn=395$ ), não produziu grande modificação no perfil de velocidade axial ao longo do eixo normal ao escoamento principal (eixo x), quando comprado ao perfil de gradiente de pressão ao longo do eixo normal ao escoamento.

Figura 5.13: Comparação entre os perfis de velocidade axial (a) e gradiente de pressão normal (b) normalizados produzidos pelas configurações de FTHs 63 ( $Dn=793$ ) e 69 ( $Dn=395$ ).



Percebe-se na Figura 5.13a que a configuração de menor curvatura (FTH 69) possui um valor máximo de velocidade axial maior que o verificado para a configuração de maior curvatura (FTH 63). Isto ocorre, pois a redução da curvatura produz uma redução da resistência hidráulica do escoamento “facilitando” o movimento do fluido na direção axial. Além disso, nota-se que o valor de máxima velocidade axial para a configuração de menor curvatura, se encontra em uma posição mais distante ( $x/r = -0,75$ ) da parte externa da curvatura do tubo ( $x/r = -1$ ) quando comparado à configuração de maior curvatura (FTH 63) ( $x/r = -0,85$ ). Neste caso, o aumento da curvatura produz um aumento do efeito de inércia (força centrífuga) sobre o fluido, deslocando a posição de máxima velocidade axial para a parte externa. Quanto maior esse efeito, maior o deslocamento.

Na sequência de figuras ilustradas a seguir, observa-se o efeito da redução da razão de curvatura ( $d/D$ ) sobre o gradiente de pressão normal e a intensidade do escoamento secundário. As três configurações ilustradas (FTHs 51, 01 e 57) estão operando com mesmo número de Reynolds, e se diferenciam pela razão de curvatura.



Figura 5.14: Características do escoamento na configuração de FTH 51 ( $\frac{D}{d} = 6,7$ ;  $Re = 2496$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.

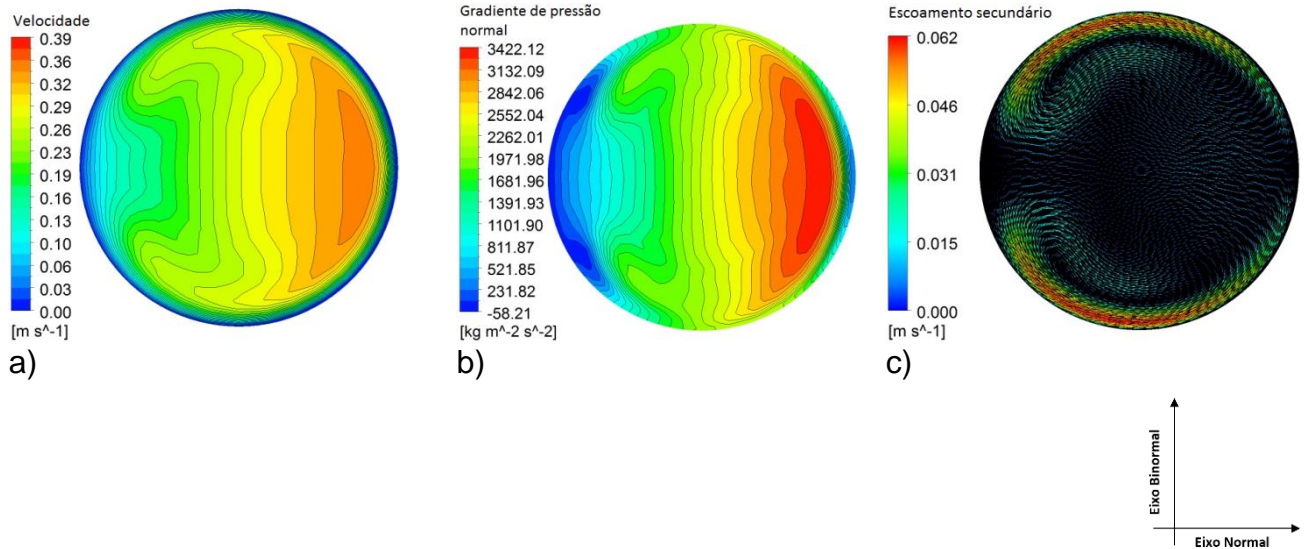


Figura 5.15: Características do escoamento na configuração de FTH 01 ( $\frac{D}{d} = 11,9$ ;  $Re = 2496$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.

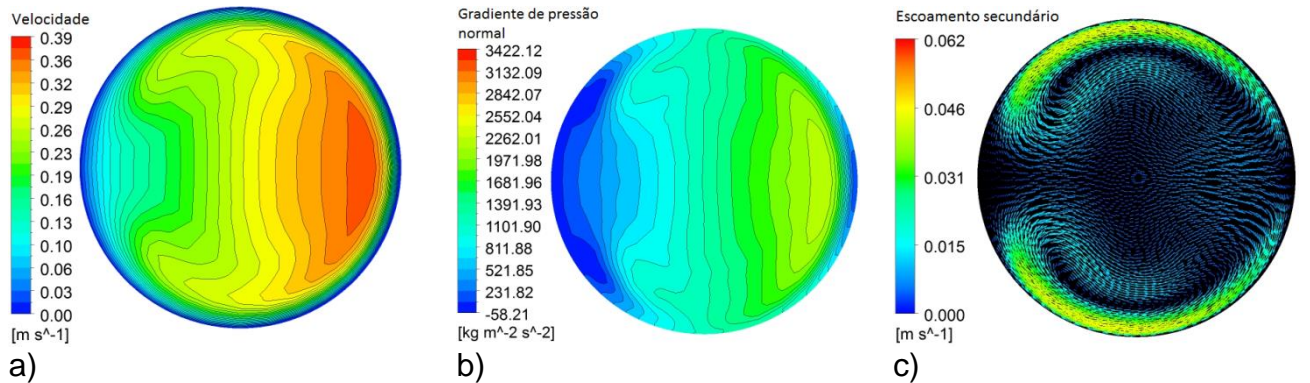
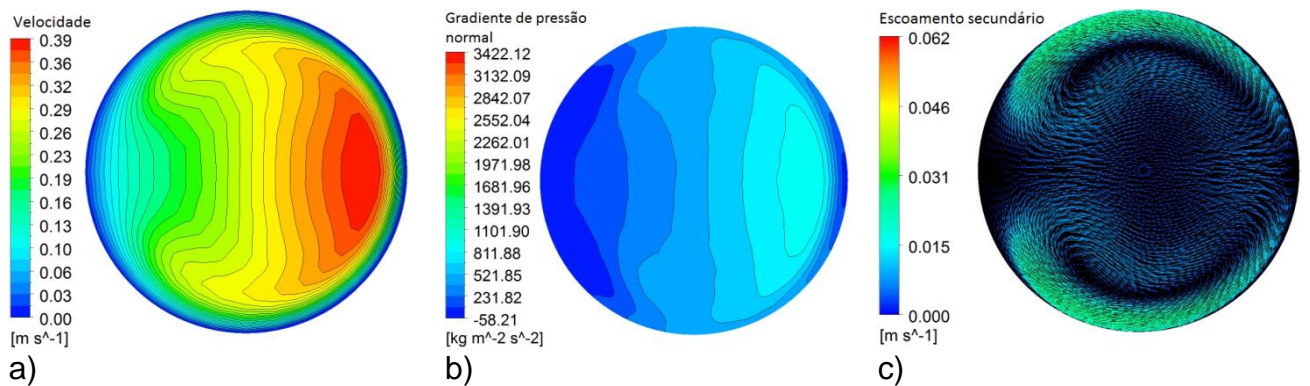


Figura 5.16: Características do escoamento na configuração de FTH 57 ( $\frac{D}{d} = 33,3$ ;  $Re = 2496$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.



Analisando as três figuras em conjunto, especialmente os iso-contornos de gradiente de pressão e os vetores do escoamento secundário, verifica-se que, para uma

mesma condição de escoamento (mesmo número de Reynolds), quanto maior a razão de curvatura do tubo mais intensa é a atuação do gradiente de pressão normal (ver Figura 5.14b, Figura 5.15b, e Figura 5.16b) e mais intenso é o escoamento secundário (ver Figura 5.14c, Figura 5.15c, e Figura 5.16c). Ou seja, existe uma relação diretamente proporcional entre o gradiente de pressão normal e a intensidade do escoamento secundário. Quanto ao processo, essa inferência é importante visto que o escoamento secundário acarreta um aumento na intensidade de mistura na seção transversal (VASHISTH, *et al.*, 2008) e que mudanças em sua intensidade pode provocar modificações na distribuição de coloides, partículas em suspensão e até pequenos flocos ao longo das seções do FTH, impactando na eficiência processo de floculação (SARTORI, *et al.*, 2015).

Para avaliar a influência do aumento do número de Reynolds do escoamento nos perfis de velocidade axial, gradiente de pressão normal e escoamento secundário em configurações de FTHs de mesma geometria (FTHs 49, 50 e 51), apresenta-se a Figura 5.17, Figura 5.18 e Figura 5.19. O aumento do número de Reynolds do escoamento potencializa a atuação das forças inercias que atuam sobre a partícula de fluido. Avaliando a evolução dos perfis dos parâmetros com o aumento do número de Reynolds (ver Figura 5.17, Figura 5.18 e Figura 5.19), percebe-se que este aumento produz velocidade axial, gradiente de pressão normal e escoamento secundário de maior magnitude.

Com as avaliações realizadas nesta seção, conclui-se que o gradiente de pressão normal pode ser tomado como um parâmetro hidrodinâmico representativo do escoamento em tubos helicoidalmente enrolados, haja vista que está intimamente associado ao surgimento do escoamento secundário – principal particularidade verificada em escoamentos através de tubos curvados – influenciando em sua intensidade. Assim, o gradiente de pressão pode ser empregado para inferir sobre a intensidade do escoamento secundário formado na seção transversal de tubos curvados.



Figura 5.17: Características do escoamento na configuração de FTH 49 ( $\frac{D}{d} = 6,7; Re = 749$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.

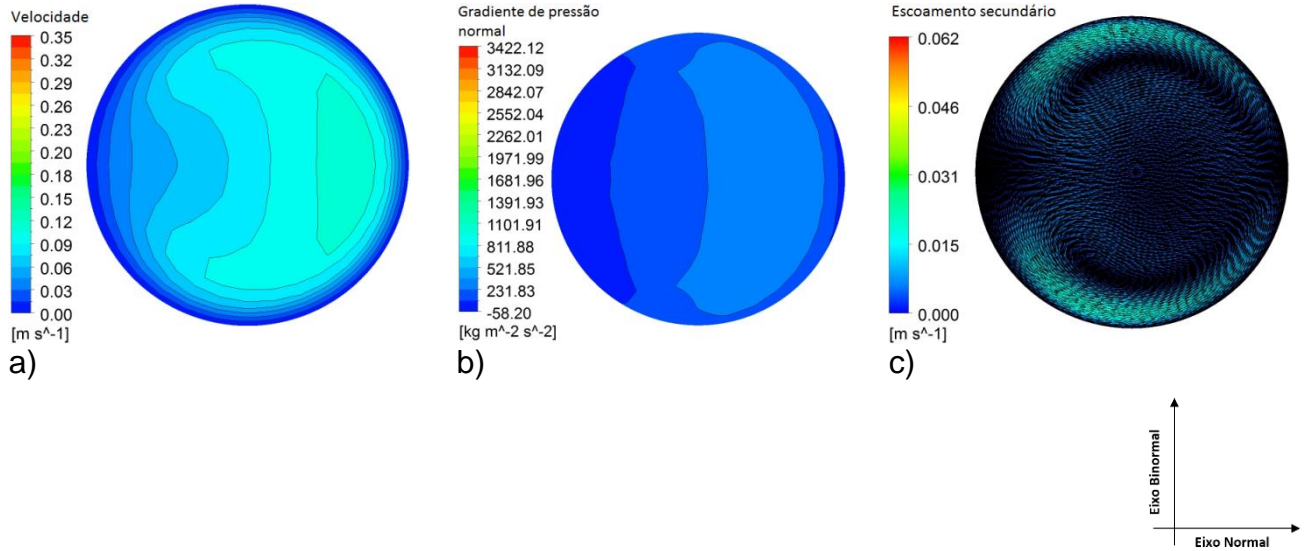


Figura 5.18: Características do escoamento na configuração de FTH 50 ( $\frac{D}{d} = 6,7; Re = 1248$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.

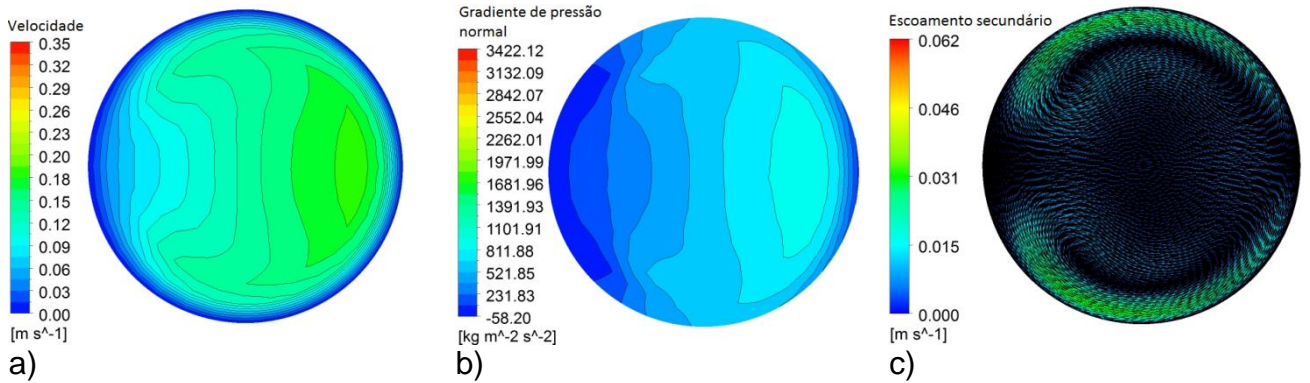
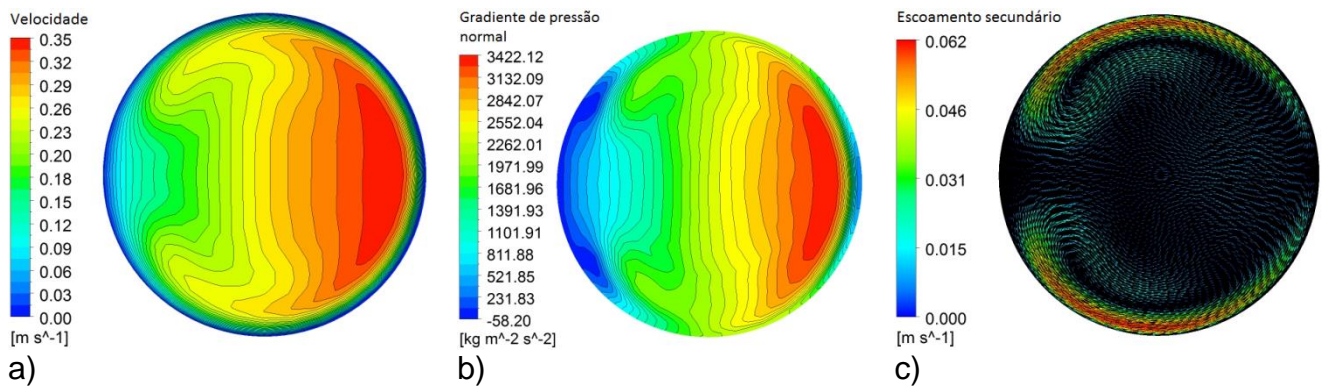


Figura 5.19: Características do escoamento na configuração de FTH 51 ( $\frac{D}{d} = 6,7; Re = 2496$ ). a) Velocidade axial; b) Gradiente de pressão normal; c) escoamento secundário.



### 5.3.3 Avaliação do impacto da inserção do gradiente médio de pressão normal no modelo de estimativa de remoção de turbidez

Para o aperfeiçoamento do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), considerou-se os seguintes aspectos:

- os novos valores dos parâmetros hidrodinâmicos obtidos com o emprego do modelo de turbulência  $k - \omega$  para as configurações de FTHs que estavam operando com Reynolds maior que o crítico (ver tópico 5.2.3);
- a retirada do parâmetro helicidade adimensional ( $H_{adm}$ ) do modelo (ver tópico 5.3.1);
- e, a inserção do parâmetro gradiente médio de pressão adimensional ( $GP_{adm}$ ) no modelo (ver tópico 5.3.2).

As três considerações acima são a base do “*modelo sugerido*” neste trabalho para estimativa da eficiência de remoção de turbidez. Para verificar a melhoria na qualidade do ajuste promovida pelo *modelo sugerido*, compararam-se as estatísticas produzidas por ele com as estatísticas produzidas pelo “*Modelo original ajustado*” que corresponde ao modelo linear originalmente concebido por Oliveira (2014) considerando o emprego do modelo  $k - \omega$  na aquisição dos valores dos parâmetros hidrodinâmicos para as configurações de FTHs que estavam operando com  $Re$  acima do seu valor crítico (ver tópico 5.2.3).

As estatísticas de cada um dos modelos podem ser visualizadas na Tabela 5.7.

Tabela 5.7: Estatísticas do modelo original ajustado e do modelo sugerido.

Modelos	S <sub>e</sub>	SQR	R <sup>2</sup>
<i>Modelo original ajustado</i>	1,98%	0,0298	90,62%
<i>Modelo sugerido</i>	1,74%	0,0230	92,57%

Legenda: S<sub>e</sub>: erro padrão da estimativa; SQR: soma dos quadrados dos resíduos; R<sup>2</sup>: coeficiente de determinação.

Avaliando a Tabela 5.7, constata-se que todas as estatísticas produzidas pelo *modelo sugerido* foram melhores que as do *modelo original ajustado*. Destaca-se que a única diferença entre a formulação do *modelo original ajustado* e o *modelo*

*sugerido*, é que neste último houve a substituição da variável  $H_{adm}$  pela variável  $GP_{adm}$ .

Quanto às estatísticas, observa-se uma redução da  $SQR$  de 0,0298 para 0,0230 (redução da ordem de 23%), demonstrado que o *modelo sugerido* apresenta um poder explicativo ligeiramente maior que o *modelo original ajustado*. O valor do  $S_e$  demonstra que o *modelo sugerido* promove uma melhoria na qualidade do ajuste aos dados experimentais, reduzindo, na média, os resíduos verificados entre os valores estimados pelo modelo e os valores da variável dependente fornecidos pela amostra. No entanto, ambos os modelos produzem erros dentro da incerteza experimental da medida da turbidez remanescente (ordem de 5%). Nota-se também um aumento no coeficiente de determinação de 90,62% para 92,57%.

Desta forma, a análise conjunta destes resultados indica que a introdução do gradiente médio de pressão adimensional, como variável independente no modelo de estimativa de remoção de turbidez, produziu um modelo mais aderente ao processo físico quando comparado ao *modelo original ajustado*. Como visto no tópico 5.3.2, o gradiente de pressão normal ao escoamento principal tem influência direta na intensidade do escoamento secundário. No que se refere ao processo físico de floculação, como o escoamento secundário aumenta o transporte de fluido ao longo da seção transversal implicando em uma maior transferência de massa entre regiões distintas (AL HASHIMI; ASHJYAN, 1989; SCHMIDT, 1967; HÜTTL; FRIEDRICH, 2001; CIONCOLINI; SANTINI, 2006), são aumentadas as ocorrências de choques entre os flocos favorecendo, em um determinado tempo de processo, o crescimento dos mesmos. A força de arraste promovida pelo escoamento secundário, próximo às paredes do tubo curvado, direciona as partículas sólidas para a parede interna ao enrolamento do helicóide, onde se acumulam (SARTORI, 2015).

Para analisar o nível de significância de cada uma das variáveis independentes no *modelo sugerido*, apresenta-se a Tabela 5.8.

Tabela 5.8: Estatística valor-P dos parâmetros do *modelo sugerido*.

Variável independente	Coefficientes de regressão	Valor-P (%)
$Ca$	-3,43E-06	0,0%
$Re$	-4,63E-06	0,3%
$D/d$	6,61E-03	0,0%
$Sn$	8,40E-01	8,8%
$E_{adm}$	-1,06E-08	0,0%
$p/L$	-2,86E+01	0,0%
$GP_{adm}$	1,38E-04	0,1%

De modo análogo à análise realizada no tópico 5.3.1, pode-se observar que as variáveis independentes ( $Ca$ ,  $Re$ ,  $D/d$ ,  $E_{adm}$ ,  $p/L$  e  $GP_{adm}$ ), testadas individualmente, são significativas para o *modelo sugerido* com observação do valor-P ao nível de significância de 1%. Isto significa, que se tem 99% de confiabilidade de que os respectivos coeficientes estimados são significativos para o modelo. Porém, no modelo sugerido, a variável swirl number ( $Sn$ ) não se demonstrou significativa nem para o nível de significância de 5% ( $8,8\% > 5\%$ ).

Avaliando os intervalos de confiança dos coeficientes de regressão (Tabela 5.9), constata-se que o coeficiente de regressão associado à variável  $Sn$  pode variar de  $-0,13$  a  $1,8$  com 95% de confiança. Isso significa que dentro do intervalo de confiança o coeficiente pode assumir o valor nulo. Além disso, um intervalo de confiança que abrange valores negativos e positivos do coeficiente, dificulta a análise do efeito que esta variável pode exercer sobre a eficiência de remoção de turbidez (efeito positivo ou negativo).

Tabela 5.9: Intervalos de confiança dos coeficientes da regressão do modelo sugerido.

Variável independente	Coefficientes	95% inferiores	95% superiores	Razão do limite superior pelo inferior
$Ca$	-3,4E-06	-4,9E-06	-1,9E-06	0,39
$Re$	-4,6E-06	-7,6E-06	-1,7E-06	0,22
$D/d$	6,6E-03	5,8E-03	7,4E-03	1,28
$Sn$	8,4E-01	-1,3E-01	1,8E+00	-14,04
$E_{adm}$	-1,1E-08	-1,6E-08	-5,3E-09	0,34
$p/L$	-2,9E+01	-4,1E+01	-1,7E+01	0,41
$GP_{adm}$	1,4E-04	6,1E-05	2,2E-04	3,53

A última coluna da Tabela 5.9 apresenta o quanto que o limite superior do intervalo de confiança é maior que o limite inferior. Quanto mais próximo da unidade for o

valor da razão, mais precisa será a estimativa do coeficiente de regressão e maior a confiança nas conclusões tiradas a partir dos mesmos. Verifica-se que essa razão no caso da variável  $Sn$  é da ordem de  $|14|$ .

A Tabela 5.10 apresenta uma comparação entre as estatísticas do *modelo sugerido* com a presença do parâmetro  $Sn$  e sem sua presença, a fim de verificar o impacto da retirada deste parâmetro no modelo de regressão.

Tabela 5.10: Estatísticas do *modelo sugerido* com a presença do  $Sn$  e sem sua presença.

Modelos	$S_e$	MQR	$R^2_{ajus}$
<i>Modelo sugerido com <math>Sn</math></i>	1,74%	0,000303	91,90%
<i>Modelo sugerido sem <math>Sn</math></i>	1,76%	0,000311	91,70%

Legenda:  $S_e$ : erro padrão da estimativa; MQR: média dos quadrados dos resíduos;  $R^2_{ajus}$ : coeficiente de determinação ajustado.

Ao avaliar as estatísticas apresentadas, constata-se que a retirada do parâmetro swirl number pouco interfere nas estatísticas do modelo. O Modelo sem a presença deste parâmetro produziu estatísticas inferiores, porém muito próximas daquelas verificadas no modelo em que o  $Sn$  é considerado.

Desta forma, esta pequena diferença estatística pode ser considerada pouco significativa se comparada aos ganhos obtidos com a retirada do parâmetro  $Sn$ . Com um parâmetro a menos, o modelo matemático se tornará menos complexo, pois possuirá um parâmetro a menos para aquisição e para discussão de seu impacto no processo de floculação. Destaca-se que o parâmetro swirl number, dentre os outros parâmetros hidrodinâmicos citados neste trabalho, oferece maior trabalho para aquisição via modelagem fluidodinâmica computacional haja vista que o modelador precisa definir o núcleo dos vórtices como o referencial de rotação para o cálculo do fluxo do momento angular, e nem sempre é tão fácil defini-lo. Quanto ao processo físico, swirl number e gradiente médio de pressão adimensional estão associados à intensidade do escoamento secundário, ou seja, captam o mesmo fenômeno. Porém, as variações na eficiência de remoção de turbidez foram melhor captadas pelas variações no  $GP_{adm}$ , apontando que este possui maior capacidade de representar, do ponto de vista hidrodinâmico, o impacto do escoamento secundário no processo de floculação em FTHs.

Desta forma, o *modelo sugerido* para a estimativa da eficiência de remoção de turbidez ( $Ef$ ) em FTHs apresenta a seguinte formulação matemática:

$$Ef = 0,800 - 4,278 \cdot 10^{-6} Ca - 5,909 \cdot 10^{-6} Re - 28,484 \frac{p}{L} + 6,530 \cdot 10^{-3} \frac{D}{d} - 8,351 \cdot 10^{-9} E_{adm} + 1,824 \cdot 10^{-4} GP_{adm} \quad \text{Equação 5.1}$$

No modelo sugerido, pode-se perceber que apenas dois parâmetros ( $D/d$  e  $GP_{adm}$ ) exercem impacto positivo na eficiência de remoção de turbidez. Assim, por exemplo, mantendo todos os outros parâmetros constantes, o aumento em uma unidade da variável  $D/d$  eleva em média em  $6,530 \cdot 10^{-3}$  o valor da eficiência de remoção de turbidez. Todos os demais parâmetros exercem impacto negativo na eficiência de remoção de turbidez.

A Tabela 5.11 apresenta a faixa de variação das variáveis independentes consideradas no desenvolvimento do modelo sugerido.

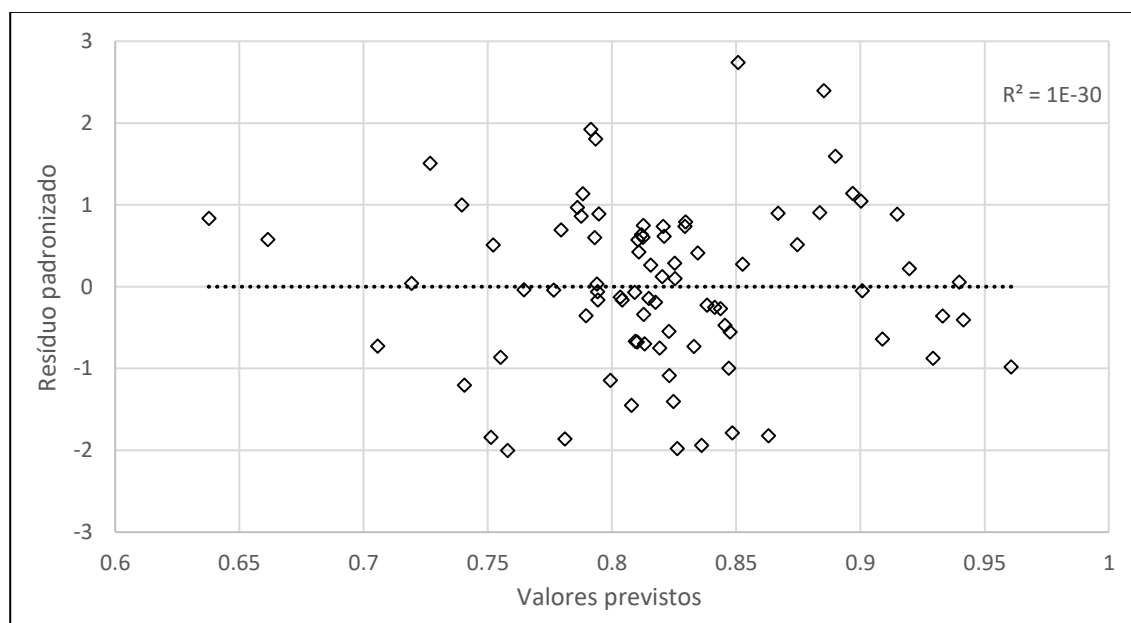
Tabela 5.11: Faixa de variação das variáveis independentes consideradas no modelo sugerido.

Limites	$Ca$	$Re$	$\frac{p}{L}$	$\frac{D}{d}$	$E_{adm}$	$GP_{adm}$
Inferior	$1,53 \cdot 10^3$	$5,62 \cdot 10^2$	$5,84 \cdot 10^{-5}$	5,60	$1,70 \cdot 10^5$	37,80
Superior	$5,53 \cdot 10^4$	$1,25 \cdot 10^4$	$1,67 \cdot 10^{-3}$	33,30	$1,08 \cdot 10^7$	931,30

#### 5.3.4 Análise da confiabilidade estatística do modelo de regressão

A Figura 5.20 apresenta a variação dos resíduos padronizados da regressão em função dos valores de eficiência de remoção de turbidez estimados pela Equação 5.1.

Figura 5.20: Variação dos resíduos padronizados em função dos valores de eficiência de remoção turbidez previstos pelo *modelo sugerido*.



Analisando a figura acima, nota-se que todos os pontos de resíduo padronizado ficaram no intervalo de  $[-3;3]$ . Segundo HAIR *et al.* (2009, p.606), “tipicamente, resíduos padronizados menores que  $|2,5|$  não sugerem um problema. Reciprocamente, resíduos padronizados maiores que  $|4,0|$  sinalizam um alerta vermelho e sugerem um grau de erro potencialmente inaceitável”. Com base neste critério, descarta-se a presença de *outliers*. A partir do comportamento dos resíduos padronizados apresentado na figura, é possível inferir sobre a presença de homocedasticidade. Como os valores preditos pelo modelo e os resíduos padronizados estão distribuídos aleatoriamente, ou seja, nenhum padrão de variância é observado, pode-se dizer que a distribuição dos resíduos é homocedástica.

No que se refere à distribuição normal dos resíduos, calculou-se a estatística de Anderson-Darling com auxílio do *software* comercial Action Stat 3.1. O valor obtido para a estatística foi de 0,35, associado a um valor-P de 0,47. Como  $0,47 > 0,05$ , conclui-se que os resíduos seguem uma distribuição aproximadamente normal.

Portanto, do ponto de vista estatístico, pode-se concluir que o *modelo sugerido* (Equação 5.1) produz resultados confiáveis.

### 5.3.5 Comparação entre o modelo linear sugerido neste trabalho e o modelo proposto por Oliveira (2014)

Para verificar as diferenças entre o modelo originalmente concebido por Oliveira (2014) (Equação 3.11) e o modelo sugerido neste trabalho (Equação 5.1), apresenta-se um resumo das principais estatísticas produzidas por ambos os modelos (Tabela 5.12).

Tabela 5.12: Estatísticas do modelo de estimativa da eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014) e sugerido neste trabalho.

Estatística	Modelo proposto por Oliveira (2014)	Modelo sugerido
$R_{med}$	1.44%	1.34%
$R_{máx}$	6.37%	4.65%
$E_p$	2.05%	1.76%
<b>SQR</b>	0.0318	0.0240
<b>MQR</b>	0.000419	0.000311
$R^2$	89.96%	92.28%
$R^2_{ajus}$	89.04%	91.68%

As estatísticas apontam, de forma global, para uma melhoria na previsão da eficiência de remoção de turbidez por parte do modelo sugerido, mesmo possuindo uma variável explicativa a menos que o modelo proposto por Oliveira (2014) e com a substituição de uma variável ( $Sn$ ) por outra de efeito correspondente ( $GP_{adm}$ ) mas de mais fácil determinação.

No geral, todas as estatísticas diminuíram de forma significativa. Destaca-se a redução da soma dos quadrados dos resíduos de 0,0318 para 0,0240 (redução da ordem de 25%), quase um fator de 1,5 menor. Já o resíduo máximo produzido pelo modelo foi de 4,65%, dentro da incerteza experimental da medida (ordem de 5%). E o coeficiente de determinação saltou de 89,96% para 92,28%.

Para verificar a capacidade de predição dos dados experimentais por ambos os modelos, apresentam-se duas figuras ilustrando comportamentos distintos da eficiência de remoção de turbidez. Na Figura 5.21 são apresentadas as configurações de FTHs correspondentes ao Arranjo 2, no qual se observa o comportamento da eficiência de remoção ao longo do tempo de processo. Já na Figura 5.22 são apresentadas as configurações de FTHs correspondentes ao arranjo



11, no qual se observa o comportamento da eficiência de remoção de turbidez com o aumento do valor do número de Reynolds do escoamento.

Figura 5.21: Valores de eficiência de remoção de turbidez previstos pelo modelo de oliveira (2014) e pelo modelo sugerido neste trabalho para as configurações de FTHs do Arranjo 2.

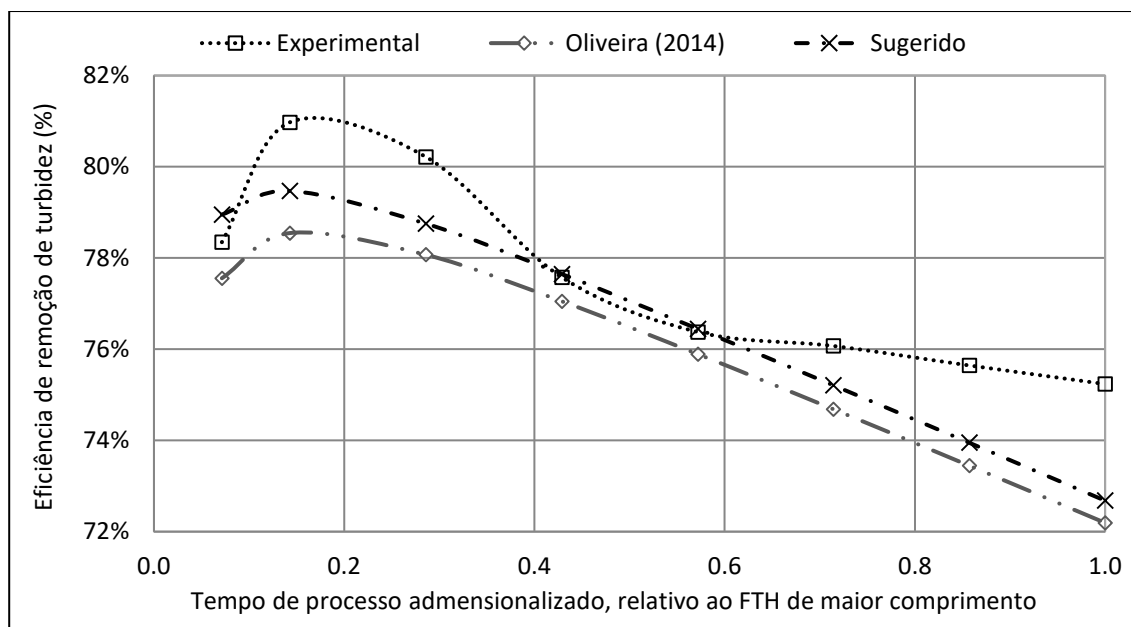
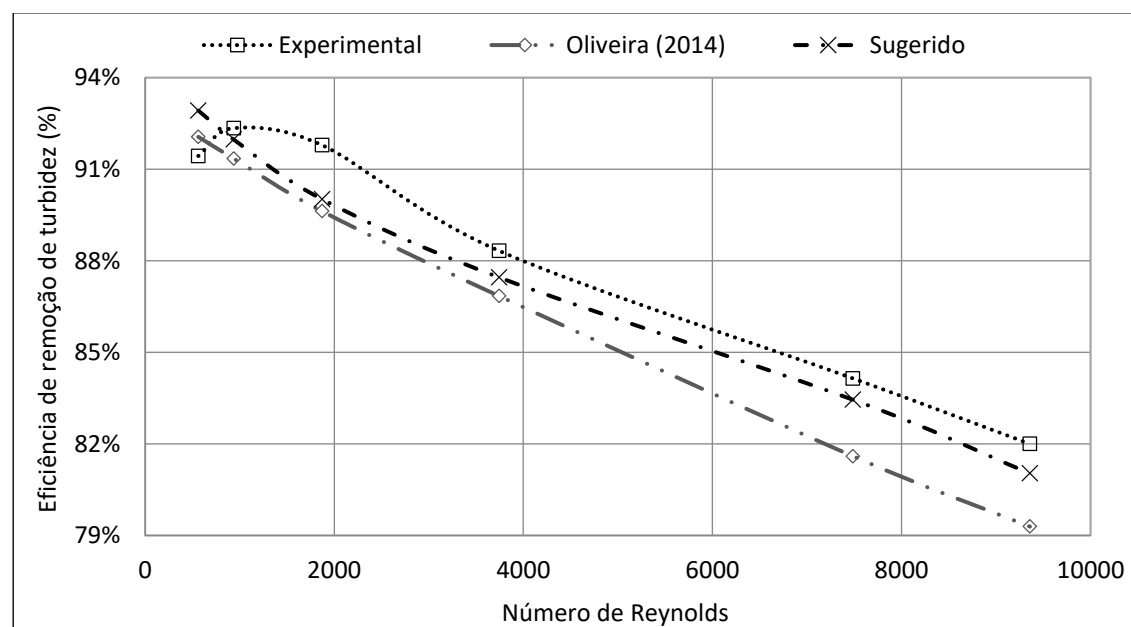


Figura 5.22: Valores de eficiência de remoção de turbidez previstos pelo modelo de oliveira (2014) e pelo modelo sugerido neste trabalho para as configurações de FTHs do Arranjo 11.



Percebe-se, em ambas as figuras, uma maior aproximação do perfil produzido pelo modelo sugerido aos dados experimentais – quando comparado ao modelo de Oliveira (2014) –, confirmando o que os resultados estatísticos já apontavam.

O *modelo sugerido* neste trabalho não possui os parâmetros hidrodinâmicos  $Sn$  e  $H_{adm}$  como no modelo de Oliveira (2014), pois verificou-se que ambos são estatisticamente insignificantes (ressalta-se que o parâmetro  $Sn$  só se tornou não-significativo após a inserção do parâmetro  $GP_{adm}$ ), e conta como nova variável independente o parâmetro gradiente médio de pressão normal adimensional, simplificando o modelo de estimativa de remoção de turbidez. Este modelo, além de mais simples demonstrou ser mais aderente ao processo físico, captando as variações no comportamento da eficiência de remoção de turbidez, particularmente o seu comportamento ascendente-descendente ao longo do tempo de processo (Figura 5.21) e a seu comportamento ao longo do número de Reynolds (Figura 5.22), onde a capacidade preditiva do modelo aumenta com o aumento do  $Re$ , devido, também, ao emprego do modelo de turbulência no âmbito da modelagem fluidodinâmica.

## 6 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

### 6.1 Conclusões gerais

Foi possível aperfeiçoar o modelo matemático de estimativa de eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), produzindo uma versão que melhor se ajusta aos dados experimentais e mais simples.

### 6.2 Conclusões específicas

As conclusões específicas estão separadas por objetivo específico.

#### ***6.2.1 Indicar dentre as principais formulações de estimativa do número de Reynolds crítico em tubos com curvatura, aquela que apresenta maior capacidade de prever as mudanças no regime de escoamento que ocorrem no interior destas unidades.***

- As formulações de estimativa do  $Re_c$  em tubos curvados propostas por Ito (1959), Schmidt (1967), Srinivasan *et al.* (1968) e Mishra e Gupta (1979) calculam valores do número de Reynolds crítico semelhantes, para uma mesma faixa de curvatura, contrariando a literatura mais recente que aborda este assunto (KÜHNEN *et al.*, 2015; GHOBADI; MUZYCHKA, 2016).
- Dentre as formulações para estimativa do  $Re_c$  que se baseiam em dados do perfil de fator de atrito do escoamento, aquela que se destaca é a proposta por Cioncolini e Santini (2006), haja vista que produziu resultados semelhantes aos das demais formulações (ITO, 1959; SCHMIDT, 1967; SRINIVASAN *et al.*, 1968; MISHRA; GUPTA, 1979) para tubos de curvatura forte e fraca, fornece um tratamento diferenciado das demais formulações para tubos de curvatura média, e partiu do estudo de uma quantidade maior de geometrias e condições de escoamento.

- A única formulação encontrada na literatura para estimativa do valor do  $Re_c$  em tubos helicoidalmente enrolados que se baseou em medições de instabilidades no campo de escoamento foi a proposta por Kühnen *et al.* (2015). Entende-se que esta formulação representa de forma mais satisfatória o fenômeno de surgimento de turbulência, haja vista que não partiu de dados globais do escoamento (perda de carga), como as demais formulações. Por isso, conclui-se que ela deve ser tomada como referência. Porém, a mesma só é aplicável à faixa de curvatura forte ( $D/d \leq 35,7$ ).
- Quando comparada aos dados experimentais de Reynolds crítico obtidos por Kühnen *et al.* (2015), verificou-se que a formulação proposta por Cioncolini e Santini (2006) não reproduz a tendência dos dados experimentais associados a tubos de curvatura forte. Porém, constatou-se que ela estima de modo satisfatório os dados experimentais associados a tubos de curvatura média.
- Desta forma, as formulações indicadas para estimativa do valor do  $Re_c$  em tubos helicoidalmente enrolados são: a) Kühnen *et al.* (2015), para tubos de curvatura forte ( $D/d \leq 35,7$ ); b) Cioncolini e Santini (2006), para tubos de curvatura média ( $35,7 < D/d \leq 110$ ) e fraca ( $110 < D/d$ ).

### **6.2.2 Verificar o impacto de se empregar o modelo laminar, no âmbito da análise CFD, para a aquisição dos parâmetros hidrodinâmicos representativos dos FTHs que estão operando com número de Reynolds acima do seu valor crítico**

- Verificou-se que dentre os modelos linear e não linear de estimativa da eficiência de remoção de turbidez propostos por Oliveira (2014), aquele que demonstrou ter maior capacidade de predição dos dados experimentais foi o modelo linear. Por isso, foi tomado como referência para aperfeiçoamento.
- Para uma mesma configuração de FTH, os valores dos parâmetros hidrodinâmicos  $\overline{E_{ce}}$ ,  $G_m$ ,  $H$  e  $Sn$  estimados pelo modelo laminar e pelo modelo  $k - \omega$  podem apresentar diferenças significativas, conforme o parâmetro escolhido para avaliação, especialmente para os parâmetros cuja formulação

depende diretamente de todas as componentes do campo de velocidade do escoamento ( $H$  e  $Sn$ ).

- Obteve-se uma melhora (impacto positivo) nas estatísticas do modelo de eficiência de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014) – melhor ajuste aos dados experimentais – quando se empregou o modelo  $k - \omega$ , ao invés do laminar, na aquisição dos valores dos parâmetros hidrodinâmicos ( $\overline{E_{ce}}$ ,  $G_m$ ,  $H$  e  $Sn$ ) das configurações de FTHs que estavam operando com  $Re$  maior que seu valor crítico.
- Assim, é sugerido o emprego do modelo de turbulência  $k - \omega$  nas situações em que os FTHs estiverem operando com  $Re$  maior que o seu valor crítico, conforme formulações e respectivas faixas de aplicação recomendadas na Tabela 5.1:.

### **6.2.3 *Averiguar a variação na qualidade do ajuste do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), após a inserção do gradiente médio de pressão normal como variável independente***

- Após análise do nível de significância das variáveis independentes do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto por Oliveira (2014), concluiu-se que para o modelo proposto, não existe evidência estatística de relação entre o parâmetro hidrodinâmico helicidade adimensional ( $H_{adm}$ ) e eficiência de remoção de turbidez. Neste contexto, sugeriu-se a retirada do parâmetro do modelo.
- Concluiu-se que o gradiente de pressão normal ao escoamento, pode ser tomado como um parâmetro hidrodinâmico representativo do escoamento em tubos helicoidalmente enrolados, haja vista que está intimamente associado ao surgimento do escoamento secundário influenciando em sua intensidade. Observou-se que este parâmetro é sensível às variações na curvatura do tubo (quanto maior a curvatura, maior o gradiente) e que para uma mesma condição de escoamento, quanto maior o gradiente de pressão normal maior a intensidade do escoamento secundário. Por outro lado, para tubos de mesma geometria, operando em condições distintas de escoamento,

verificou-se que quanto maior o número de Reynolds na entrada, maior será o gradiente de pressão normal e mais intenso será o escoamento secundário.

- A introdução do gradiente médio de pressão adimensional ( $GP_{adm}$ ), como variável independente no modelo de estimativa de remoção de turbidez, produziu um modelo mais aderente ao processo físico quando comparado ao modelo proposto por Oliveira (2014). Porém, verificou-se que ao introduzir essa variável, o parâmetro Swirl number passou a ser estatisticamente insignificante no modelo proposto. Baseando-se neste aspecto, principalmente, e em outros – maior dificuldade para obtenção do valor do swirl number via análise CFD – sugeriu-se sua retirada do modelo de estimativa de eficiência de remoção de turbidez proposto.
- O modelo matemático de estimativa de remoção de turbidez sugerido nesse trabalho apresenta estatísticas que apontam, de forma global, para uma melhoria na previsão da eficiência de remoção de turbidez, quando comparado ao modelo proposto por Oliveira (2014). Destaca-se que o modelo sugerido produziu uma redução do resíduo máximo observado de 6,37% para 4,65%, se aproximando da incerteza experimental da medida [2%], uma redução do erro padrão de 2,05% para 1,76% e um aumento no coeficiente de determinação de 89,96% para 92,28%. Portanto, o modelo sugerido demonstrou ser mais aderente ao processo físico, captando as variações no comportamento da eficiência de remoção de turbidez, particularmente o seu comportamento crescente-descendente ao longo do tempo de processo, e o seu comportamento ao longo do número de Reynolds (especialmente, para valores mais elevados do número de Reynolds).

### 6.3 Recomendações para trabalhos futuros

Para avançar no entendimento da relação que se estabelece entre a eficiência de remoção de turbidez e os parâmetros geométricos, hidráulicos e hidrodinâmicos representativos de floculadores tubulares helicoidais, sugerem-se alguns assuntos para pesquisa:

- Aumentar a representatividade da amostra de dados experimentais de eficiência de remoção de turbidez empregando modelagem física, considerando, especialmente, arranjos de reatores cujas configurações se diferem pelos seus respectivos comprimentos e a variação da turbidez do efluente de entrada (turbidez inicial). Ao fazer isso, sugere-se que os experimentos sejam realizados de tal modo que a incerteza experimental envolvida nos valores medidos de eficiência de floculação seja reduzida.
- Avaliar a influência da turbidez inicial com variável independente do modelo de estimativa de remoção de turbidez;
- Empregar modelagem fluidodinâmica para modelar o processo de agregação e ruptura dos flocos;
- Verificar a aplicabilidade do modelo de estimativa de remoção de turbidez proposto em auxílio ao dimensionamento de FTHs, em escala real.

## 7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ADLER, M. Strömung in gekrümmten Rohren. **ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik**. v. 14, n. 5, p. 257-275, 1934.

AL HASHIMI, M. A. I.; ASHJYAN, A. S. Effectiveness of helical pipes in the flocculation process of water. **Filtration and separation**. v. 26, n. 6, p. 422-429, 1989.

ANSYS CFX. **Solver Theory Guide**. Ansys CFX Release 15.0, 2013a.

\_\_\_\_\_. **Solver Modeling Guide**. Ansys CFX Release 15.0, 2013b.

BARTAK, M.; BEAUSOLEIL-MORRISON, I.; CLARKE, J. A.; DENEV, J.; DRKAL, F.; LAIN, M.; MACDONALD, I. A.; MELIKOV, A.; POPIOLEK, Z.; STANKOV, P. Integrating CFD and building simulation. **Building and environment**. v. 37. n. 8-9. p. 865-871, 2002.

BERGER, S. A.; TALBOT, L.; YAO, L. S. Flow in curved pipes. **Annual review of fluid mechanics**. v. 15, n. 1, p. 461-512, 1983.

BRATBY, J.; MILLER, M. W. Design of flocculation systems from batch test data. **Water South Africa**. v. 3, n. 4, p. 173 – 182, 1977.

BRIDGEMAN, J.; JEFFERSON, Bruce; PARSONS, S. A. Computational fluid dynamics modelling of flocculation in water treatment: a Review. **Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics**, v. 3, n. 2, p. 220-241, 2009.

\_\_\_\_\_. The development and application of CFD models for water treatment flocculators. **Advances in Engineering Software**, v. 41, n. 1, p. 99-109, 2010.

CALIS, H. P. A.; NIJENHUIS, J.; PAIKERT, B. C.; DAUTZENBERG, F. M.; VAN DEN BLEEK, C. M. CFD modelling and experimental validation of pressure drop and flow profile in a novel structured catalytic reactor packing. **Chemical engineerin science**. v. 56. n. 4. p. 1713-1720, 2001.



CAMP, T. R.; STEIN, P. C. Velocity gradients and internal work in fluid motion. **Journal of the Boston society of civil engineers**. v. 85, p.219-237, 1943.

CARISSIMI, E.; RUBIO, J. The flocs generator reactor-FGR: a new basis for flocculation and solid–liquid separation. **International Journal of Mineral Processing**. v. 75, p. 237-247, 2005.

CARISSIMI, E.; MILLER, J. D.; RUBIO, J. Characterization of the high kinetic energy dissipation of the Flocs Generator Reactor (FGR). **International Journal of Mineral Processing**. v. 85, n. 1, p. 41-49, 2007.

CIONCOLINI, A.; SANTINI, L. An experimental investigation regarding the laminar to turbulent flow transition in helically coiled pipes. **Experimental Thermal and Fluid Science**. v. 30, n. 4, p. 367-380, 2006.

DEAN, W. R. Note on the motion of fluid in a curved pipe. **Philosophical Magazine and Journal of Science**. v. 4, n. 20, p. 208-223, 1927.

\_\_\_\_\_. The stream-line motion of fluid in a curved pipe. **Philosophical Magazine and Journal of Science**. v.5, p. 673 – 695, 1928.

DETRA, R. W. **The secondary flow in curved pipes**. (THESIS). The Swiss Federal Institute of Technology, 1953.

DI PIAZZA, I.; CIOFALO, M. Numerical prediction of turbulent flow and heat transfer in helically coiled pipes. **International Journal of Thermal Sciences**, v. 49, n. 4, p. 653-663, 2010.

\_\_\_\_\_. Transition to turbulence in toroidal pipes. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 687, p. 72-117, 2011.

DUTTA, P.; NANDI, N. Study on pressure drop characteristics of single phase turbulent flow in pipe bend for high reynolds number. **ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences**. v. 10, n. 5, p. 2221-2226, 2015.

ELMALEH, S.; JABBOURI, A. Flocculation energy requirement. **Water research**. v. 25, n. 8, p. 939-943, 1991.

EUSTICE, J. Flow of water in curved pipes. **Proceedings of the Royal Society of London**. v. 84, n. 568, p. 107-118, 1910.

\_\_\_\_\_. Experiments on stream-line motion in curved pipes. **Proceedings of the Royal Society of London**. v. 85, n. 576, p. 119-131, 1911.

FAULKNER, L; LOGAN JR, E. **Handbook of machinery dynamics**. CRC Press, 2000, p.608.

GERMANO, M. On the effect of torsion on a helical pipe flow. **Journal of Fluid Mechanics**. v. 125, p. 1-8, 1982.

\_\_\_\_\_. The Dean equations extended to a helical pipe flow. **Journal of fluid mechanics**. v. 203, p. 289-305, 1989.

GHOBADI, M.; MUZYCHKA, Y. A Review of Heat Transfer and Pressure Drop Correlations for Laminar Flow in Curved Circular Ducts. **Heat Transfer Engineering**, v. 37, n. 10, p. 815-839, 2016.

GREGORY, John. Laminar dispersion and the monitoring of flocculation processes. **Journal of colloid and interface science**. v. 118, n. 2, p. 397-409, 1987.

GROHMANN, A.; REITER, M.; WIESMANN, U. New flocculation units with high efficiency. **Water Science Tecnology**. v. 13, n. 11-12, p. 567-573, 1981.

HAARHOFF, J; VAN DER WALT, J. J. Towards optimal design parameters for around-the-end hydraulic flocculators. **Journal of water supply: research and technology – Aqua**. v. 50. n. 3. p. 149-159. 2001.

HAIR, J. F.; ANDERSON, R. E.; TATHAM, R. L.; BLACK, W. C. BABIN, B. J. **Análise Multivariada de dados**. 6ª Edição, Editora Bookman, 2009. 688p.

HAMEED, M. S.; MUHAMMED, T. J.; SAPRE, A. A. Improved technique for river water flocculation. **Filtration and separation**. v. 32, n. 1, p. 63-54, 1995.

HON, R.; HUMPHREY, J. A. C.; CHAMPAGNE, F. Transition to turbulence of the flow in a straight pipe downstream of a helical coil. **Physics of Fluids**. v. 11, n. 10, p. 2993-3002, 1999.

HÜTTL, T. J.; FRIEDRICH, R. Influence of curvature and torsion on turbulent flow in helically coiled pipes. **International Journal of Heat and Fluid Flow**. v. 21, n. 3, p. 345-353, 2000.

\_\_\_\_\_. Direct numerical simulation of turbulent flows in curved and helically coiled pipes. **Computers and Fluids**. v. 30, n. 5, p. 591-605, 2001.

ITO, H. Friction factors for turbulent flow in curved pipes. **J. Basic Eng**. v. 81, n. 2, p. 123-134, 1959.

JARVIS, P.; JEFFERSON, B.; GREGORY, J.; PARSONS, S. A. A review of floc strength and breakage. **Water research**. v. 39, n. 14, 2005.

JONES, W. P.; LAUNDER, B. E.. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. **International journal of heat and mass transfer**, v. 15, n. 2, p. 301-314, 1972.

KUBAIR, V.; VARRIER, C. B. S. Pressure drop for liquid flow in helical coils. **Trans. Indian Institute of Chemical Engineers**. v. 62, n. 14, p. 93-97, 1961.

KÜHNEN, J.; BRAUNSHIER, P.; SCHWEGEL, M.; KUHLMANN, H. C.; HOF, B. Subcritical versus supercritical transition to turbulence in curved pipes. **Journal of Fluid Mechanics**. v. 770, p. R3.1-R3.12, 2015.

LUO, C. **Distribution of velocities and velocity gradients in mixing and flocculation vessels: comparison between LDV data and CFD predictions**. (thesis), New Jersey Institute of Technology, 1997.

MANLAPAZ, R. L.; CHURCHILL, S. W. Fully developed laminar flow in a helically coiled tube of finite pitch. **Chemical Engineering Communications**, v. 7, n. 1-3, p. 57-78, 1980.

MENTER, F. R. Performance of Popular Turbulence Models for Attached and Separated Adverse Pressure Gradient Flows. **AIAA journal**, v. 30, n. 8, p. 2066-2072, 1992.

\_\_\_\_\_. **Zonal Two Equation k- $\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows**. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1993.

MISHRA, P.; GUPTA, S. N. Momentum transfer in curved pipes 1. Newtonian fluids; 2. Non-Newtonian Fluids. **Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development**. v. 18, n. 1, p. 130-137, 1979.

MOTA, F. R. M.; PAGANO, D. J. Simulation and experimental study of phase segregation in helical pipes: A new method for flow conditioning. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 35, p. 99-108, 2014.

NAGHETTINI, M.; PINTO, E. J. A. **Hidrologia estatística**. Belo Horizonte: CPRM, 2007. 552p.

OLIVEIRA, D. S. **Avaliação da eficiência de remoção de turbidez em função de variações no comprimento de flocladores tubulares helicoidais**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2008.

\_\_\_\_\_. **Proposição de modelo de previsão de desempenho de unidades de floclação tubulares helicoidais**. Tese (Doutorado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2014.

PELLISSARI, L. M. T. **Influência de parâmetros de projeto no desempenho do floclador tubular helicoidal aplicado ao tratamento de água de abastecimento**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2006.

PLETCHER, R. H.; TANNEHILL, J. C.; ANDERSON, D. **Computational fluid mechanics and heat transfer**. CRC Press, 2012.

PRABHUDESAI, R. K.; SHAH, S. M. Heat Transfer Through Helical Coils. **Trans. Indian Institute of Chemical Engineers**, v. 12, p. 10-17, 1960.

RODI, W. **Turbulence models and their application in hydraulics: a state-of-art review**. 3rd Edition. Rotterdam, 1993.

SARTORI, M. **Caracterização Hidrodinâmica de Flocladores Tubulares Helicoidais por Meio de Simulação Numérica Tridimensional**. Dissertação

(Mestrado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2006.

\_\_\_\_\_. **Análise das deformações viscosas e da segregação de fases em floculadores tubulares helicoidais e suas relações com a razão de curvatura.** Tese (Doutorado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2015.

SARTORI, M.; OLIVEIRA, D. S.; TEIXEIRA, E. C.; RAUEN, W. B.; REIS JR, N. C. CFD modelling of helically coiled tube flocculators for velocity gradient assessment. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 37, n. 1, p. 187-198, 2015.

SCHMIDT, E. F. Wärmeübergang und druckverlust in rohrschlangen. **Chemie Ingenieur Technik**. v. 39, n. 13, p. 781-789, 1967.

SILVA, R. C. D. **Avaliação da Influência da geometria e Dinâmica do escoamento de Floculadores Tubulares Helicoidais na Redução de Turbidez, utilizando Modelagem Física.** Dissertação (Mestrado em Engenharia Ambiental) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 2007.

SINDALL, R.; BRIDGEMAN, J.; CARLIELL-MARQUET, C. Velocity gradient as a tool to characterise the link between mixing and biogas production in anaerobic waste digesters. **Water Science & Technology**, v. 67, n. 12, p. 2800-2806, 2013.

SOUZA, J. F. A. D.; OLIVEIRA, L. R. D.; AZEVEDO, J. L. L. D.; SOARES, I. D.; MATA, M. M. Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 29, n. 1, p. 21-41, 2011.

SREENIVASAN, K. R.; STRYKOWSKI, P. J. Stabilization effects in flow through helically coiled pipes. **Experiments in Fluids**. v. 1, n. 1, p. 31-36, 1983.

SRINIVASAN, P. S.; NANDAPURKAR, S. S.; HOLLAND, F. A. Pressure drop and heat transfer in coils. **Transactions of the institution of chemical engineers and the chemical engineer**. v. 46, n. 4, p. C113-&, 1968.

STANLEY, S. J.; SMITH, D. W. Measurement of turbulent flow in standard jar test apparatus. **Journal of environmental engineering**. v. 121, n. 12, p. 902-910, 1995.

TAYLOR, G. I. The criterion for turbulence in curved pipes. In: **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**. The Royal Society. p. 243-249, 1929.

THOMAS, D. N.; JUDD, S. J.; FAWCETT, N. Flocculation model: a review. **Water research**, v. 33, n. 7, p. 1579-1592, 1999.

THOMSON, J. On the origin of windings of rivers in alluvial plains, with remarks on the flow of water round bends in pipes. **Proceedings of the Royal Society of London**, v. 25, n. 171-178, p. 5-8, 1876.

VANELI, B. P.; SARTORI, M.; OLIVEIRA, D. S.; TEIXEIRA, E. C. **Influência do modelo de turbulência na modelagem numérica computacional de flocladores tubulares helicoidais operando em condições de baixo número de reynolds** XX Simpósio Brasileiro de Recursos Hídricos. Bento Gonçalves, RS, ABRH: 1-8, 2013.

VASHISTH, S.; KUMAR, V.; NIGAM, K. D. P. A review on the potential applications of curved geometries in process industry. **Industrial & Engineering Chemistry Research**, v. 47, n. 10, p. 3291-3337, 2008.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W.. **An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method**. Pearson Education, 2007.

VIANNA, M. R. **Hidráulica aplicada às estações de tratamento de água**. 4 ed. Belo Horizonte: Imprimatur, 2002.

VIGNESWARAN, S.; SETIADI, T. Flocculation study on spiral flocculator. **Water, Air, and Soil Pollution**. v. 29, n. 2, p. 165-188, 1986.

WEBSTER, D. R.; HUMPHREY, J. A. C. Experimental Observations of Flow Instability in a Helical Coil. **Journal of fluids engineering**. v. 115, n. 3, p. 436-443, 1993.

\_\_\_\_\_. Traveling wave instability in helical coil flow. **Physics of Fluids**. v. 9, n. 2, p. 407-418, 1997.

WHITE, C. M. Streamline flow through curved pipes. In: Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. **The Royal Society**. p. 645-663, 1929.

WILCOX, D. C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models, **AIAA Journal**, v. 26, n.11, p 1299-1310, 1988.

WILCOX, D. C. **Turbulence modeling for CFD**. La Canada, CA: DCW industries, 1998.

WILLIAMS, G. S.; HUBBELL, C. W.; FENKELL, G. H. Experiments at Detroit, Mich., on the effect of curvature upon the flow of water in pipes. **Transactions of the American Society of Civil Engineers**. v. 47, n. 1, p. 1-196, 1902.

YAMAMOTO, K.; YANASE, S.; YOSHIDA, T. Torsion effect on the flow in a helical pipe. **Fluid Dynamics Research**. v. 14, n 5, p. 259–273, 1994.

YAMAMOTO, K.; AKITA, T.; IKEUCHI, H.; KITA, Y. Experimental study of the flow in a helical circular tube. **Fluid Dynamics Research**. v. 16, n. 4, p. 237-249, 1995.

YOO, G. J.; CHOI, H. K.; DONG, W. R. Fluid flow and heat transfer characteristics of spiral coiled tube: Effects of Reynolds number and curvature ratio. **Journal of Central South University**, v. 19, n. 2, p. 471-476, 2012.

YU, B.; ZHENG, B.; LIN, C. X.; PEÑA, O. J.; EBADIAN, M. A. Laser Doppler anemometry measurements of laminar flow in helical pipes. **Experimental thermal and fluid science**, v. 27. n. 8. p. 855-865, 2003.